

**Aktivitäts- und Energieanalyse von
Schwerewellen in der mittleren
Atmosphäre zur Verbesserung der
energetischen Einschätzung von
Tiefdruckgebieten und deren
Vorhersage**

Ricarda Kramer

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum
Oberpfaffenhofen



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e.V.
Bibliotheks- und
Informationswesen
D-51170 Köln
Porz-Wahnheide
Linder Höhe
D-51147 Köln

Telefon (0 22 03) 6 01- 44 44
Telefax (0 22 03) 6 01- 47 47

Als Manuskript gedruckt.
Abdruck oder sonstige Verwendung
nur nach Absprache mit dem DLR gestattet.

ISSN 1434-8454

Schwerewellen, mittlere Atmosphäre, Radiosonden, extratropische Tiefdruckgebiete, Impulsfluss

Ricarda KRAMER

Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum des DLR, Oberpfaffenhofen

Aktivitäts- und Energieanalyse von Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre zur Verbesserung der energetischen Einschätzung von Tiefdruckgebieten und deren Vorhersage

Dissertation Universität Augsburg

DLR-Forschungsbericht 2015-39, 2015, 155 Seiten, 57 Bilder, 26 Tabellen, 129 Literaturstellen, 36,00 € zzgl. MwSt.

Tiefdruckgebiete regen aufgrund von Konvektion und Rotation Schwerewellen in der Atmosphäre an. Schwerewellen haben das Potential, Energie und Impuls effektiv über weite Strecken zu transportieren und diese an die Atmosphäre abzugeben, wenn die Wellen brechen. Es ist folglich zu erwarten, dass eine Änderung des Energieinhaltes des von einem Zyklon abgestrahlten atmosphärischen Wellenfeld in Zusammenhang mit der Änderung des Energieinhaltes des Zyklons selbst steht.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Zusammenhang zwischen dem Quellmechanismus Konvektion im Zentrum und /oder an den frontalen Zonen eines Tiefdruckgebietes und erhöhter stratosphärischer Schwerewellenaktivität. Dabei stehen vor allem starke Tiefdruckgebiete bzw. Stürme in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel als Quellmechanismus für die Schwerewellen im Fokus.

Die verwendeten Daten umfassen Messungen meteorologischer Radiosonden vier europäischer Stationen (Prag 50,0 °N, 14,5 °O; Wien 48,3 °N, 16,4 °O, Cuneo Levaldigi 44,5 °N, 7,6 °O; Palma de Mallorca 39,6 °N, 2,7 °O) sowie Messungen der Mesopausentemperatur (~87 km) über Palma de Mallorca.

Gravity waves, middle atmosphere, radiosondes, extratropical cyclones, momentum flux

(Published in German)

Ricarda Kramer

Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum des DLR, Oberpfaffenhofen

Activity and energy analyses of gravity waves in the middle atmosphere to improve the energetic estimation of cyclones as well as their forecast

Doctoral Thesis Universität Augsburg

DLR-Forschungsbericht 2015-39, 2015, 155 pages, 57 figs., 26 tabs., 129 refs., 36.00 €

Due to convection and radiation cyclones radiate gravity waves. Gravity waves have the potential to effectively transport energy and momentum over long distances and to release them to the atmosphere if they break. Hence, changing energy content of the radiated gravity waves is expected to be related to changes of the energy content of the cyclones itself.

This work investigates the correlation between the source mechanism convection at the center and/or at the frontal regions of a cyclone and enhanced stratospheric gravity wave activity. Thereby, the analyses are focused on strong cyclones and storms in northern hemispheric midlatitudes.

The data used are based on measurements of meteorological radiosondes of four European stations (Prag 50,0 °N, 14,5 °O; Wien 48,3 °N, 16,4 °O, Cuneo Levaldigi 44,5 °N, 7,6 °O; Palma de Mallorca 39,6 °N, 2,7 °O) as well as mesopause temperatures (~87 km) at Palma de Mallorca.

Forschungsbericht 2015-39

Aktivitäts- und Energieanalyse von Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre zur Verbesserung der energetischen Einschätzung von Tiefdruckgebieten und deren Vorhersage

Ricarda Kramer

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum
Oberpfaffenhofen

155 Seiten
57 Bilder
26 Tabellen
129 Literaturstellen



Deutsches Zentrum
DLR für Luft- und Raumfahrt

Aktivitäts- und Energieanalyse von Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre zur Verbesserung der energetischen Einschätzung von Tiefdruckgebieten und deren Vorhersage

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr. rer. nat.

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät

der Universität Augsburg

von

Ricarda Kramer

Augsburg, Juli 2015



Erstgutachter: Prof. Dr. Michael Bittner, DLR, Universität Augsburg

Zweitgutachter: Prof. Dr. Achim Wixforth, Universität Augsburg

Eingereicht am 09. Juli 2015

Tag der mündlichen Prüfung: 05. November 2015

Abstract

Waves, like gravity waves, play a significant role for characterizing the atmosphere dynamics. As gravity waves transport energy and momentum over large horizontal and vertical distances as well as through wave/turbulence interactions, the coupling of different atmospheric layers without any mass transport is possible. Thereby, wave breaking and the corresponding energy transfer to the atmosphere can influence global circulation significantly. It is obvious, that not only wave interaction mechanism has to be well understood, even a good representation of wave phenomena in numerical weather and climate prediction models is crucial.

This work investigates gravity wave activity in the middle atmosphere with regard to seasonal and spatial variances, gravity wave energy densities and momentum fluxes due to different sources in the middle atmosphere with respect to climate change.

The data used are based on measurements of radiosondes at four European stations and an infrared spectrometer. The vertically high resolved temperature, pressure and wind data originate from radiosonde launches at Mallorca (39,60° N, 2,70° O), Cuneo Levaldigi (44,53° N, 7,62° O), Vienna (48,25° N, 16,36° O) and Prague (50,01° N, 14,45° O). Additionally, data from the CESAR („Charakterisierung des differentiellen Energiegehaltes von Vb-Zyklonen über die Quantifizierung abgestrahlter Schwere- und Infraschallwellen in der Atmosphäre“) measuring campaign, which took place at Mallorca between October and December 2011, were used. Moreover, temperature time series in the mesopause region are derived from intensity measurements of the infrared spectrometer GRIPS (Ground-based infrared p-branch spectrometer) during the campaign time. Both data sets are used for the investigation of gravity waves in the middle atmosphere. A combination of filtering and spectral analysis methods is applied to the data. Furthermore, two different approaches to derive horizontal propagation directions of gravity waves are used as well as compared.

The analysis of spatial and temporal variations of the gravity wave activity clearly reveals a seasonal dependence of the activity, with its maximum during the winter period and its minimum during the summer months. Especially, a spatial dependence in the horizontal momentum flux profiles is obvious. The Mediterranean stations Mallorca and Cuneo Levaldigi show a strong height dependent variation whereas the intensities of the momentum fluxes at Vienna and Prague show a slightly variability with height.

Strong indications on a correlation between the source mechanism convection at the center and/or at frontal regions of a cyclone and enhanced stratospheric gravity wave activity are found based on long term analysis. A measurement campaign, focused on the observation of strong cyclones and fronts, was performed at Palma de Mallorca. The evaluation of the campaign data could support these indications. Thereby, the enhanced energy transport through gravity waves during the passage of a strong cyclone and a front are found based on different gravity wave characteristics. Investigations of a frontal passage show that tropospheric-induced gravity waves could propagate upwards through the atmosphere to the upper mesosphere. The analysis of data in context with a Mediterranean hurricane-like storm (Medicane) reveals that the strong storm caused an enhancement of five times of the horizontal momentum fluxes compared to a calm weather period. Concerning climate change and resulting changing cyclone intensities the observation and characterization of cyclone as wells as convectively-induced gravity waves is important for gravity wave parameterization in numerical climate and weather forecasting applications.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Dynamik der Atmosphäre	5
2.1	Der Aufbau der Atmosphäre	6
2.1.1	Der vertikale Aufbau der Atmosphäre	6
2.1.2	Zirkulationsmuster	10
2.1.3	Ozon	12
2.2	Wellen in der Atmosphäre	16
2.2.1	Planetare Wellen	19
2.2.2	Schwerewellen	22
3	Datengrundlage	31
3.1	Radiosonden	32
3.1.1	Messtechnik	32
3.1.2	Datensätze	33
3.1.3	Messkampagne CESAR	35
3.2	Infrarotspektrometer	38
4	Analysemethoden	41
4.1	Enttrending	42
4.2	Spektralanalysen	45
4.2.1	Fouriertransformation	45
4.2.2	Harmonische Analyse	45
4.2.3	Waveletanalyse	47
4.3	Ausbreitungsrichtungen von Schwerewellen	48
4.3.1	Hodographenanalyse	48
4.3.2	Stokes-Parameter-Analyse	49
5	Ergebnisse	53
5.1	Strukturparameter von Schwerewellen	54
5.1.1	Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen	54
5.1.2	Vertikale Wellenlängen	57
5.1.3	Kinetische und potentielle Energie	57
5.1.4	Vertikaler Impulsfluss durch Schwerewellen	62
5.1.5	Diskussion der Ergebnisse	63
5.2	Untersuchung der Quelle Tiefdruckgebiet	67
5.2.1	Zusammenhang von Schwerewellen und Bodenluftdruck	69
5.2.2	Zusammenhang von Schwerewellen und Bodenluftdruckänderungen	70

5.2.3 Zusammenhang von Schwerewellen und Fronten	75
5.2.4 Diskussion der Ergebnisse	84
5.3 Auswertung der CESAR-Messkampagne	86
5.3.1 Temperaturfluktuationen	86
5.3.2 Vergleich von Schwerewellenaktivität, Druck und Wind	86
5.3.3 Horizontale Ausbreitungsrichtung	88
5.3.4 Schwerewellenaktivität in der mittleren Atmosphäre	88
5.3.5 Energiedichten und Impulsflüsse	92
5.3.6 Diskussion der Ergebnisse	96
6 Zusammenfassung	99
Anhang Polarisationsgleichungen	105
Anhang Tabellen	107
Anhang Berechnung der potentiellen Äquivalenttemperatur	123
Anhang Bodendruckkarten	125
Anhang Waveletanalysen	129
Literaturverzeichnis	132

Abbildungsverzeichnis

2.1	Vertikaler Aufbau der Atmosphäre	7
2.2	Vertikalprofil der OH-Konzentration in München	9
2.3	Tagesmittel der solaren Einstrahlung	10
2.4	Schematische Darstellung der mittleren Meridionalzirkulation	11
2.5	Zeitliche Entwicklung zonal gemittelter Ozongesamtsäulen	13
2.6	Ozonverteilung mit der Höhe	14
2.7	Änderung des globalen Ozons	15
2.8	Wellentypen in der Atmosphäre	18
2.9	Idealisierte Trajektorie einer Rossby-Welle	19
2.10	Wellengruppe zweier minimal unterschiedlicher Komponenten	24
2.11	Schematische Ausbreitung einer Wellengruppe	25
2.12	Mittleres Leistungsspektrum der Temperaturfluktuationen	29
3.1	Aufbau einer Vaisala RS92-SGP Radiosonde	32
3.2	Zugbahnen der Tiefdruckgebiete über Europa	34
3.3	Aufstiegshöhen aller Radiosonden am Standort Prag (1997-2009)	35
3.4	Medicane visualisiert anhand von ECMWF-Daten	37
3.5	Kaltfront visualisiert anhand von ECMWF-Daten	37
3.6	Schema zur Ableitung der Mesopausentemperatur	39
4.1	Enttrending und Leistungsspektrum	43
4.2	Mittlerer Fehler der Enttrending	44
4.3	Morlet Mutter-Wavelet	47
4.4	Prinzip der Hodographenanalyse	48
4.5	Wellensignaturen und deren Hodograph	50
4.6	Poincaré-Kugel und Polarisationsellipse	51
5.1	Horizontale Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen	55
5.2	Vertikale Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen	56
5.3	Mittlere dominante Wellenlängen in Abhängigkeit vom Monat	58
5.4	Jahresgang der Energiedichten	59
5.5	Monatsmittel der Energiedichten	60
5.6	Monatsmittel der Energiedichten über Prag aufgespalten nach Jahren	61
5.7	Jahresgang der Energiedichten über Prag sortiert nach Tageszeit	62
5.8	Konturflächen der vertikalen Impulsflüsse	63
5.9	Schwerewellenaktivität in Abhängigkeit vom betrachteten Höhenbereich	67
5.10	Zeitreihe der Schwerewellenaktivität sowie Bodendruck in Prag	69

5.11	Zeitreihe der mittleren Schwerewellenaktivität für Prag	70
5.12	Schwerewellenaktivität und 12-stündige Druckdifferenz	71
5.13	Waveletanalyse für Impulsflussänderungen	73
5.14	Waveletanalyse für Bodendruckänderungen	74
5.15	Häufigkeit der Frontendurchgänge pro Monat	76
5.16	Wetterkarte verglichen mit Schwerewellenaktivität und Wind	78
5.17	Zusammenhang SWA, Wind und Frontendurchzug	79
5.18	Temperaturgradienten in Abhängigkeit von Radius und Richtung	81
5.19	Darstellung von Fronten auf drei Arten	82
5.20	Kombinationsplot: Druck, Front, Schwerewellenaktivität	83
5.21	Auswertung der CESAR-Kampagne	87
5.22	Horizontale Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen	88
5.23	Satellitenbilder einer Kaltfront über Mallorca	89
5.25	Horizontale Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen vor und nach Kaltfront	91
5.26	Zeitreihe der Energiedichten, CESAR-Kampagne	92
5.27	Zeitreihen der vertikalen Impulsflüsse, CESAR-Kampagne	93
5.28	Vertikalprofile der Impulsflüsse vor und während dem Medicanes	94
5.29	Integrierte Impulsflüsse vor und während des Medicanes	95
1	Bodendruckkarte vom DWD 16.12.2011 6 UTC	126
2	Bodendruckkarte vom DWD 17.12.2011 0 UTC	127
3	Waveletanalyse Impulsfluss 1999	130
4	Waveletanalyse Druck 1999	131

Tabellenverzeichnis

3.1	Radiosondentypen und Ballonarten	33
3.2	Radiosondenstationen	34
5.1	Mittlerer Polarisationsgrad	54
5.2	Vb-Ereignisse	68
5.3	Häufigkeit der unterschiedlichen Frontenarten	75
5.4	Klassifizierung der Stärke einer Kaltfront	80
5.5	Kreuzkorrelation	84
5.6	Wellenparameter aus Ergebnissen der Harmonische Analyse	90
1	Messkampagne Mallorca	108
2	Häufigkeiten der Polarisationsgrade in Prag	112
3	Häufigkeiten der Polarisationsgrade in Wien	112
4	Häufigkeiten der Polarisationsgrade in Cuneo Levaldigi	113
5	Häufigkeiten der Polarisationsgrade in Mallorca	113
6	Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen, Prag	114
7	Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen, Mallorca	114
8	Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen, Wien	115
9	Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen, Cuneo Levaldigi	115
10	Monatliche Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen, Prag	116
11	Monatliche Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen, Mallorca	117
12	Monatliche Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen, Wien	118
13	Monatliche Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen, Cuneo	119
14	Vertikale Wellenlängen aus der HA	120
15	Häufigkeit der dominanten Wellenlängen über Prag	121
16	Häufigkeit der dominanten Wellenlängen über Wien	121
17	Häufigkeit der dominanten Wellenlängen über Cuneo Levaldidi	121
18	Häufigkeit der dominanten Wellenlängen über Mallorca	122

Abkürzungsverzeichnis

(F)FT	(Fast) Fourier Transformation
AEMET	Agência Estatal de Meteorologia
CESAR	Charakterisierung des differentiellen Energiegehaltes von Vb-Zyklonen über die Quantifizierung abgestrahlter Schwere- und Infraschallwellen in der Atmosphäre
CHMI	Czech Hydrometeorological Institute
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DU	Dobson Unit
DWD	Deutscher Wetterdienst
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
GRIPS	Ground-based infrared P-branch spectrometer
GROGRAT ..	Gravity-wave Regional Or Global Ray Tracer
HA	Harmonische Analyse
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
MSG	Meteosat Second Generation
NDMC	Network for the Detection of Mesopause Change
SABER	Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry
SWA	Schwerewellenaktivität
TIMED	Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics Dynamics
WDC-RSAT ..	World Data Center for Remote Sensing of the Atmosphere
WMO	World Meteoroglogical Organisation
ZAMG	Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik

Kapitel 1

Einleitung

Der Klimawandel ist stets einer der zentralen Diskussionspunkte in Wirtschaft, Politik und Forschung. Aufgrund der enormen Vielseitigkeit der Themen im Bezug auf den anthropogenen Klimawandel werden in der Forschung fortwährend die Auslöser und Folgen untersucht. Der sogenannte IPCC-Bericht (engl. „Intergovernmental Panel on Climate Change“)¹ beschäftigt sich umfassend mit den Auswirkungen des Klimawandels auf die Atmosphäre, die Hydrosphäre und darüber hinaus auch auf die Biosphäre. In den Modellrechnungen des IPCC wird eine ungleichmäßige Erwärmung der Erdoberfläche prognostiziert (IPCC, 2007), welche wiederum zu einer Änderung im meridionalen Temperaturgradienten führt. Dieser Temperaturgradient spielt unter anderem bei der Anregung globaler Wellenphänomene (planetare Wellen) eine maßgebliche Rolle (Hill et al., 2000). Eine Verstärkung oder Abschwächung des meridionalen Temperaturgradienten aufgrund der ungleichmäßigen Erderwärmung führt damit zu einer Änderung in der Anregung und/oder Ausprägung der Wellenphänomene (Rind et al., 1998; Shindell et al., 1998, 1999). Die Beeinflussung der großräumigen Strömungssysteme kann dann wiederum Veränderungen in der Entwicklung starker Tiefdruckgebiete sowie deren Zugbahn (siehe z. B. Wu et al., 2013; Lehmann et al., 2014) nach sich ziehen. Das bedeutet, dass das Wettergeschehen und insbesondere das Auftreten, die Anzahl und die Intensität von Extremwetterereignissen beeinflusst wird (Screen und Simmonds, 2014).

Für den Alpenraum und die nordöstlich angrenzenden Gebiete zählt besonders die so genannte „Vb-Wetterlage“ (fünf b; nach van Bebber, 1891) zu den Sturmsystemen mit erheblichem Schadenspotential, da diese Wetterlagen häufig mit Starkniederschlägen verbunden sind. Ende Mai/Anfang Juni 2013 führten wochenlange Starkniederschläge, herbeigeführt durch eine Vb-Wetterlage, in vielen Teilen Deutschlands zu Hochwasser. Die daraus resultierenden Schäden waren immens und erreichten ähnlich hohe Werte wie beim Elbe-Hochwasser 2002 (MunichRe, 2013). Bisherige Arbeiten wie von Hofstaetter und Chimani (2012) machen die Identifizierung von Vb-Zyklonen nach van Bebber (1891) sowie deren Detektion möglich.

Die Intensität des Zyklons wird in erster Linie durch den Energiegehalt des Drucksystems bestimmt. Eine Quantifizierung des Energiegehalts sowie dessen Änderung stellt allerdings eine große Herausforderung dar.

Tiefdruckgebiete regen aufgrund von Konvektion und Rotation Schwerewellen in der Atmosphäre an. Schwerewellen transportieren über weite Strecken effektiv Energie und Impuls (siehe z. B. Hines, 1960). Es ist folglich zu erwarten, dass eine Änderung des Energieinhaltes der von einem Zyklon abgestrahlten atmosphärischen Wellenfelder im Zusammenhang mit der Änderung des Energieinhaltes des Zyklons selbst steht. Im Rahmen dieser Arbeit soll der Zusammenhang Sturmstärke (Quellintensität) - Schwerewellenaktivität (Wirkungsstärke) näher untersucht werden, um damit einen Beitrag für Verbesserung der Vorhersage von Tiefdruckgebieten zu leisten.

Die Untersuchung der Änderung von Schwerewellen setzt die Verwendung räumlich hoch aufgelöster und langzeitlicher Datensätze voraus. Aus diesem Grund werden Radiosondenmessungen von vier europäischen Messstationen, welche sich entlang der sogenannten Vb-Zugbahn befinden, verwendet. Zusätzlich gehen die Daten der CESAR²-Messkampagne ein, die von

¹Das „Intergovernmental Panel on Climate Change“ ist das führende internationale Gremium zur Bewertung und Abschätzung des Klimawandels, welches 1988 vom „United Nations Environment Programme“ (UNEP) und der „World Meteorological Organisation“ (WMO) gegründet wurde. Es dient dem Zweck, der Öffentlichkeit einen klaren wissenschaftlichen Blick auf das aktuelle Wissen bezüglich des Klimawandels und der möglichen ökologischen sowie sozio-ökonomischen Einflüsse zu verschaffen.

²Bei CESAR (Charakterisierung des differentiellen Energiegehaltes von Vb-Zyklonen über die Quantifizierung abgestrahlter Schwere- und Infraschallwellen in der Atmosphäre) handelt es sich um ein vom bayrischen

Oktober 2011 bis Dezember 2011 auf Mallorca, Spanien stattfand. Sie zeichnet sich durch die Kombination zeitlich hoch aufgelöster Radiosondenaufstiege mit nächtlichen Zeitreihen der Mesopausentemperatur aus (siehe Kapitel 3). Neben einer Filterung der Daten wird die Ableitung horizontaler Ausbreitungsrichtungen von Schwerewellen mithilfe zweier Verfahren in Kapitel 4 beschrieben. Kapitel 5 erläutert die Ergebnisse dieser Arbeit. Zunächst wird eine umfassende Analyse verschiedener Schwerewellencharakteristika (vertikale und horizontale Ausbreitungsrichtung, vertikale Wellenlängen, potentielle und kinetische Energiedichte, Impulsfluss) sowie deren saisonale und Breitengradabhängige Variation vorgestellt. Dies ist besonders im Hinblick auf die Verbesserung von Schwerewellenparametrisierungen in numerischen Wetter- und Klimamodellen interessant. Dem schließen sich verschiedene Untersuchungen an, die sich mit den Quellen der beobachteten Schwerewellen beschäftigen. Dabei wird insbesondere der Zusammenhang zwischen dem Tiefdruckgebiet als Quelle und der Schwerewellenaktivität als Wirkung aufgezeigt. Die Auswertung der Daten aus der CESAR-Kampagne schließen den Ergebnisteil der Arbeit ab. Abgeschlossen wird die Arbeit mit einer Zusammenfassung (Kapitel 6).

Kapitel 2

Grundlagen der Dynamik der Atmosphäre

Die Atmosphäre der Erde ist ein komplexes System, das im Allgemeinen als gasförmige Hülle der Erde betrachtet wird. Durch die Sonneneinstrahlung werden chemische und dynamische Prozesse eingeleitet, die für das Leben auf der Erde von maßgeblicher Bedeutung sind. Im folgenden Kapitel wird zunächst der Aufbau der Atmosphäre, das bedeutet die vertikale Struktur sowie horizontale und vertikale Bewegungsmuster und deren Wirkung auf Ozon, erläutert. Anschließend wird insbesondere auf Wellenbewegungen in der Atmosphäre eingegangen.

2.1 Der Aufbau der Atmosphäre

2.1.1 Der vertikale Aufbau der Atmosphäre

Die Atmosphäre ist aufgrund der Gravitationskraft an die Erde gebunden und rotiert mit ihr. Sie setzt sich aus Sauerstoff (rund 21 %), Kohlenstoffdioxid (ca. 0,037 %), Stickstoff, dem Hauptbestandteil mit 78 % und ca. 0,9 % Argon zusammen. Zusätzlich kommen noch einige Spurengase vor, zu denen auch das Ozon zählt. Dieses Spurengas ist für die vorliegende Arbeit insbesondere aufgrund seiner Langlebigkeit in der unteren Stratosphäre wichtig (siehe noch Kapitel 2.1.3).

Die Atmosphäre kann vertikal in verschiedene Stockwerke eingeteilt werden. Dabei gibt es drei unterschiedliche Arten, um diese Einteilung vorzunehmen; nach chemischen, elektrischen oder thermischen Aspekten (siehe auch Bild 2.1).

Bei der chemischen Gliederung der Atmosphäre wird zwischen zwei Teilen unterschieden, der Homo- und der Heterosphäre. Die nahezu homogene Zusammensetzung hinsichtlich des proportionalen Anteils der beteiligten Gase gibt der sogenannten Homosphäre hierbei ihren Namen. Sie macht in etwa die unteren 80-100 km der Gashülle aus und wird durch konvektive sowie turbulente Durchmischung besonders beeinflusst. Über der Homosphäre liegt die Heterosphäre. Sie kennzeichnet sich dadurch, dass keine Durchmischung mehr, sondern entsprechend dem jeweiligen Molekulargewicht Entmischung vorliegt.

Die zweite strukturelle Einteilung basiert auf der Ionisation der Luftmoleküle. Die Ionisation ist in der Atmosphäre ein Prozess, bei dem Gasmoleküle im Wesentlichen durch die kurzwellige Sonneneinstrahlung in Elektronen und Ionen aufgespalten werden. Dieser Vorgang wird auch als Photoionisation bezeichnet. Der atmosphärische Bereich, in dem sich dieser Prozess abspielt, beginnt in etwa 80 km Höhe und weist drei starke Ionisationsmaxima auf, die D-, E- und F-Schicht. Die D-Schicht existiert nur am Tag und befindet sich zwischen 70 und 90 km Höhe. Ebenso bildet sich die E-Schicht lediglich auf der Sonnenseite der Erde im Bereich zwischen 90 und 130 km aus und verschwindet nach Sonnenuntergang wieder sehr schnell und fast vollständig. Im Gegensatz dazu bildet sich die höchste der Schichten, die F-Schicht, zwischen 200 und 400 km aus und bleibt auch während der Nacht aufgrund der großen mittleren freien Weglängen der Elektronen bestehen.

Die thermische Untergliederung ist die dritte Einteilungsvariante. Der mittlere Temperaturverlauf mit der Höhe ist durch die rote Linie in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Troposphäre ist die unterste Schicht (auch als untere Atmosphäre bezeichnet) und ihre Höhe variiert sehr

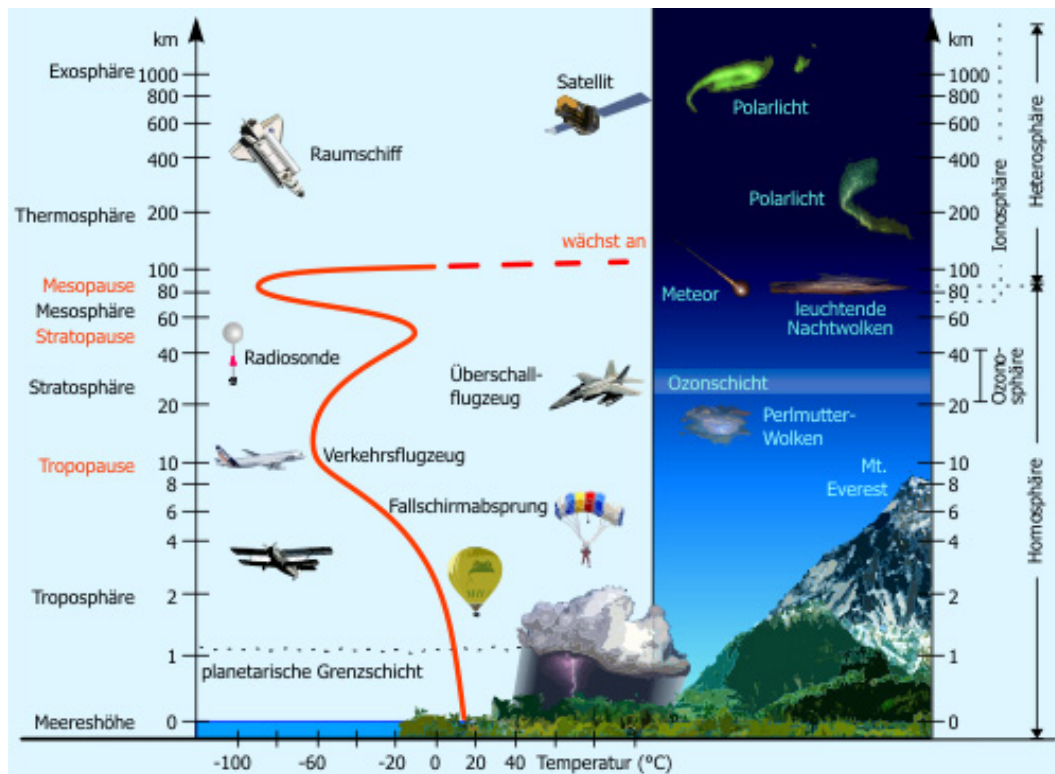


Abb. 2.1 – Vertikaler Aufbau der Atmosphäre;

Quelle: <http://www.kowoma.de/gps/zusatzerklaerungen/atmosphaere.htm>, Download am 22.02.2013.

stark mit der geographischen Breite. Am Äquator kann sie bis zu 15 km hoch sein, während sie an den Polen nur rund 8 km Dicke aufweist. Die höchsten Temperaturen werden in der Regel in Bodennähe gemessen, was durch die einfallende Sonneneinstrahlung begründet ist, die durch die Erdoberfläche zum größten Teil absorbiert wird. In der Troposphäre nimmt die Temperatur mit zunehmender Höhe ab und erreicht an ihrer Grenzfläche, der Tropopause, ein Minimum. Sie weist damit einen negativen Temperaturgradienten auf. Diese abnehmenden Temperaturen mit der Höhe stehen dabei in direktem Zusammenhang mit dem abnehmenden Luftdruck und der abnehmenden Luftdichte. Der Temperaturgradient beträgt für die sogenannte US-Standardatmosphäre¹ $\partial T / \partial z = -0,65 \text{ K}/100 \text{ m}$ und ist somit geringer als der trockenadiabatische Temperaturgradient mit $\Gamma = -0,98 \text{ K}/100 \text{ m}$, der im Fall eines Aufstiegs ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung gilt.

Wie bereits erwähnt, wird die Troposphäre am oberen Ende durch die Tropopause begrenzt. Sie charakterisiert damit auch einen Wechsel des Temperaturgradienten, indem sie den unteren Abschluss der Stratosphäre bildet, in der die Temperatur wieder zunimmt. Die Troposphäre ist bedingt durch den negativen Temperaturgradienten statisch instabil. Sie ist - im Gegensatz zur Stratosphäre - durch konvektive Prozesse gekennzeichnet. Hier spielen sich

¹Die US-Standardatmosphäre ist eine polytrope Atmosphäre und bezieht sich auf die mittleren atmosphärischen ($p_0=1000 \text{ hPa}$, $T_0=273 \text{ K}$) Verhältnisse bei 45° nördlicher Breite. Sie wird durch stückweise konstante Temperaturgradienten charakterisiert. In der Troposphäre beträgt $\Gamma \approx -0,65 \text{ K}/100 \text{ m}$ bis zu einer Höhe von etwa 10 km (siehe Etling, 2002).

die wesentlichen Wettergeschehnisse wie Wolkenbildung ab. Während die vertikale Durchmischung sehr gut ist, sind die Existenzbedingungen für Schwerewellen schlecht.

Die Stratosphäre, die sich bis in eine Höhe von circa 50 km erstreckt, wird besonders durch die Ozonschicht beeinflusst. Das Maximum der Ozonschicht liegt je nach geographischer Breite zwischen 15 und 35 km Höhe. Dadurch, dass Ozon die energiereiche solare ultraviolette Strahlung absorbiert und in Form von Wärme wieder an die umgebende Atmosphäre abgibt, kommt es in dieser Schicht zu einer Erwärmung der umgebenden Luft. Sie weist also einen positiven Temperaturgradienten auf. Die anschließende Stratopause markiert den zweiten Umkehrpunkt im vertikalen Temperaturverlauf. An dieser Grenzfläche erreicht die Temperatur der Stratosphäre ihr Maximum. Aufgrund des positiven Temperaturgradienten ist dieser Teil der Atmosphäre statisch stabil. Es herrschen quasi-horizontale Strömungen vor, wodurch Schwerewellen gut existieren können.

Die angrenzende Mesosphäre wird zusammen mit der Stratosphäre zur mittleren Atmosphäre gezählt. Sie beginnt in einer Höhe von circa 50 km und ist durch einen negativen Temperaturgradienten von etwa $\partial T/\partial z = -0,25 \text{ K}/100 \text{ m}$ gekennzeichnet. Dieser Temperaturtrend begründet sich vornehmlich durch die Emission von Infrarotstrahlung durch Kohlendioxid. Es kommt zur sogenannten Strahlungskühlung. Abgeschlossen wird die Mesosphäre durch eine weitere Grenzschicht, die Mesopause in circa $\sim 87 \text{ km}$ Höhe. Die Höhe sowie die Temperatur der Mesopause unterliegen gerade in polaren Breiten einer starken jahreszeitlichen Schwankung. Die niedrigsten Temperaturen der Mesopause werden im Sommer erreicht und es bilden sich dicht oberhalb der Grenzschicht unter besonderen Bedingungen sogenannte „Noctilucent Clouds“ (vgl. von Zahn und Bremer, 1999). Die sommerliche Mesopause ist der kälteste Ort auf der Erde. Während der Wintermonate ist die Mesopause deutlich wärmer und in polaren Breiten in einer Höhe von etwa 100 km angesiedelt. Dieses Temperaturverhalten ist dem am Erdboden entgegengesetzt, dessen Ursache eine mit brechenden Schwerewellen verbunden Meridionalströmung ist (siehe Kap. 2.1.2). Die Mesopausentemperatur kann sich im Laufe eines Jahres um mehr als 60 K ändern. Der negative Temperaturgradient führt auch hier zu statischen Instabilitäten, die wiederum das Brechen von Schwerewellen begünstigen.

Die Mesopause ist die Grenzfläche zwischen der Mesosphäre und der Thermosphäre, in der die Temperatur wiederum sehr stark ansteigt. Dieser Anstieg der Temperatur hängt mit dem Prozess der Photoabsorption zusammen, bei dem die Energie eines Photons in kinetische Energie eines Atoms bzw. Moleküls übertragen wird (siehe Kane, 2005). In einer Höhe von etwa 800 km schließlich beginnt die höchste Schicht der vertikalen Temperatureinteilung der Erdatmosphäre, die sogenannte Exosphäre.

Nach der allgemeinen Beschreibung der Atmosphäre wird nun der Höhenbereich der MLT-Region („mesosphere/lower thermosphere“; bezeichnet den Bereich zwischen ca. 70 und 120 km) detaillierter betrachtet. In diesem Bereich der Atmosphäre tragen neben den dominierenden Strahlungsprozessen auch dynamische Prozesse, wie das Brechen von Schwerewellen und die damit verbundene Abgabe von Energie an die Umgebung zur Energiebilanz bei. Speziell in der Mesopausenregion zwischen 80 und 100 km laufen eine Reihe von Atom- und Molekülemissionen ab (siehe z.B. McEwan und Phillips, 1970), die durch bodengebundene Messsysteme wie beispielsweise optische spektroskopische Instrumente wie dem GRIPS-System (Ground-based infrared P-branch spectrometer; Höppner und Bittner 2007; Schmidt

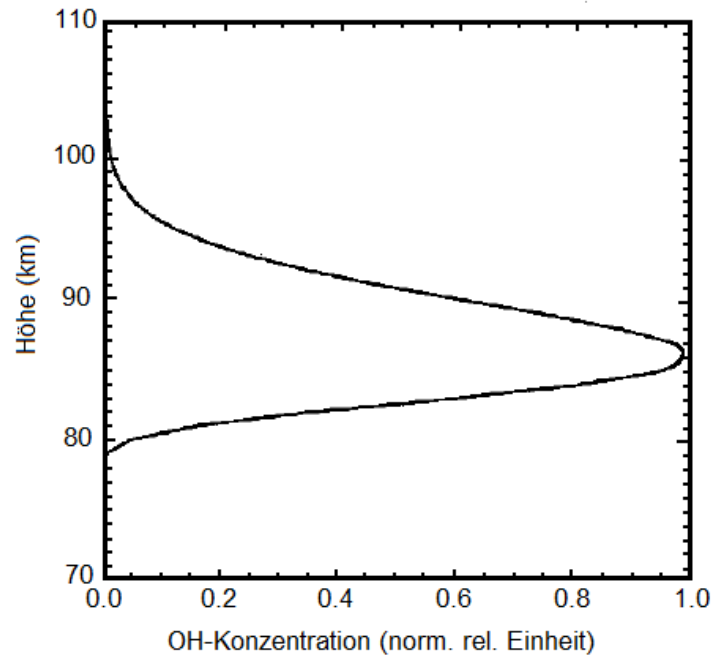


Abb. 2.2 – Vertikalprofil der OH-Konzentration in normierten relativen Einheiten, berechnet mit Teilchenkonzentrationen der MSISE-00 Klimatologie. Die Angaben beziehen sich auf Werte für München (48, 15°N, 11, 58°O) am 01. Januar 2000, 0 Uhr (nach Picone et al., 2002).

et al. 2013) vermessen werden können. In diesem Höhenabschnitt findet das sogenannte Luftleuchten statt, das meist unter dem englischen Begriff „Airglow“ bekannt ist. Das Airglow-Spektrum umfasst dabei den Wellenlängenbereich vom ultravioletten (etwa bei 750 nm) über das sichtbare Licht bis in den infraroten Bereich (bis ca. 9000 nm). In der vorliegenden Arbeit wird insbesondere das Luftleuchten aufgrund angeregter OH-Moleküle, die im sichtbaren und nahen infraroten Wellenlängenbereich Strahlung aussenden, betrachtet. Abbildung 2.2 zeigt ein Vertikalprofil der OH-Konzentration, welches mithilfe von Teilchenkonzentrationen aus der MSISE-00 Klimatologie (Picone et al., 2002) ermittelt wurde. Das Maximum der OH-Konzentration liegt bei 86 km und besitzt eine Halbwertsbreite von etwa ± 4 km. Raketen- und Lidarmessungen (von Zahn und Neuber, 1987; Baker und Stair, 1988) haben das Maximum der Schicht in einer Höhe von $86,8 \pm 2,6$ km bestimmt. Höppner (2009) hat eine Literaturrecherche zur zeitlichen und räumlichen Variation der OH-Schicht durchgeführt. Demnach liegt eine geringe Abhängigkeit dieser Höhe von der geographischen Breite und vom Jahresgang in der Größenordnung von 1-3 km vor. Im Kapitel 3.2 wird das Messverfahren der hier zugrundeliegenden Messtechnik, das GRIPS-System, kurz vorgestellt. Die angeregten OH*-Moleküle in der Airglow-Schicht emittieren im nahen Infrarotbereich Energie aus Strahlungsübergängen (Meinel, 1950a). Netto betrachtet wird der von der Sonne unter Verbrauch von Energie produzierte atomare Sauerstoff wieder zu molekularem Sauerstoff rekombiniert, wobei die gespeicherte Energie wieder in Form von elektromagnetischer Strahlung freigegeben wird. Die tagsüber gespeicherte solare Energie reicht dabei aus, um die entsprechende Reaktionskette ablaufen zu lassen und die Strahlung in Form des sogenannten Airglow abzugeben.

2.1.2 Zirkulationsmuster

Durch die Einstrahlung der Sonne nimmt die Erde Energie auf. Aufgrund der Neigung der Erdachse relativ zur Bahnebene der Erde um die Sonne ist diese je nach Jahreszeit räumlich ungleichmäßig verteilt. In den Polarregionen scheint die Sonne im Sommer (Sommerpol) 24 Stunden pro Tag, während die Einstrahlung im Winter (Winterpol) am geringsten ist, da die Sonne Tag und Nacht unter dem Horizont steht. Als Folge ergibt sich eine Erwärmung über dem Sommerpol und eine Abkühlung über dem Winterpol (siehe Abb. 2.3). Dies führt zu einer räumlich inhomogenen Speicherung der Strahlungsenergie, es wird potentielle Energie aufgebaut und damit zur Bildung verschiedener Zirkulationsmuster in den Höhenbereichen der Atmosphäre. Abbildung 2.4 zeigt eine schematische Darstellung der sogenannten residuellen Zirkulation der Atmosphäre bis in die Mesopausenhöhe. Sie setzt sich aus verschiedenen Zirkulationsmustern zusammen. In der tropischen Troposphäre entsteht aufgrund meridionaler Unterschiede im thermischen Auftrieb die sogenannte Hadley-Zirkulation (dicke schwarze Ellipse in Abb. 2.4). Sie zeichnet sich durch ein Aufsteigen warmer Luft in den Tropen und Absinken kalter Luft in den Subtropen aus. In der Stratosphäre setzt sich die sogenannte Brewer-Dobson-Zirkulation (Sheperd, 2002) aus zwei Zellen in der unteren Stratosphäre und einer Zelle in höheren Höhen zusammen. Pionierarbeit dazu leisteten Brewer (1949) und Dobson (1956) mit ihren Beobachtungen von Wasserdampf und Ozon.

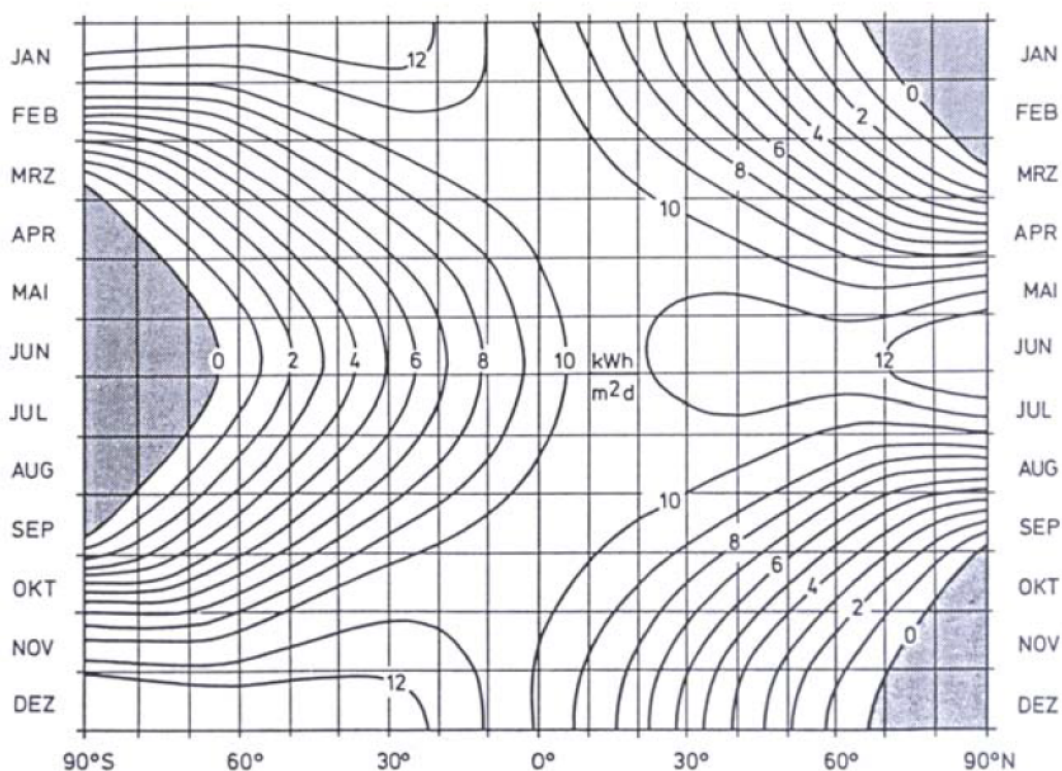


Abb. 2.3 – Tagesmittel der extraterrestrischen solaren Einstrahlung in Abhängigkeit vom Jahrestag und von der geographischen Breite (aus Fortak, 1982).

In der Stratosphäre spielen neben dem thermisch bedingten Luftmassentransport noch andere Faktoren eine Rolle. Während die Luftpakete in Richtung Pol transportiert werden, verlieren sie an Drehimpuls. Direkte Reibungseffekte auf diesen Skalen sind in der Stratosphäre vernachlässigbar. Der Verlust an Drehimpuls kann lediglich durch den Einfluss von Wellen erklärt werden. Diese Wellen (planetare und Schwerewellen) entstehen hauptsächlich in der Troposphäre, von wo sie in die Stratosphäre propagieren können. Dabei wächst ihre Amplitude aufgrund der abnehmenden Luftdichte an. In der mittleren bis oberen Stratosphäre (planetare Wellen) und in der Mesosphäre (Schwerewellen) brechen die Wellen aufgrund von Instabilitäten. Dabei geben sie Impuls und Energie an die Atmosphäre ab. Es erfolgt eine intensive horizontale Durchmischung innerhalb der sogenannten Wellenbrecherzone (engl. „surf zone“, siehe Abb. 2.4, sowie McIntyre und Palmer 1983). Sie befindet sich außerhalb der Tropen. Die Energie- und Impulsabgabe an den Grundstrom durch die brechenden Wellen bremst dann die Westwindströmung in den mittleren Breiten ab. Diese Wechselwirkung wird „wave drag“ genannt. Sie führt dazu, dass der Wind aus dem geostrophischen Gleichgewicht² polwärts in den sogenannten Polarwirbel hinein abgelenkt wird und dort die residuelle Zirkulation antreibt. Der Polarwirbel ist ein Höhentief, das sich durch absinkende Luftmassen über

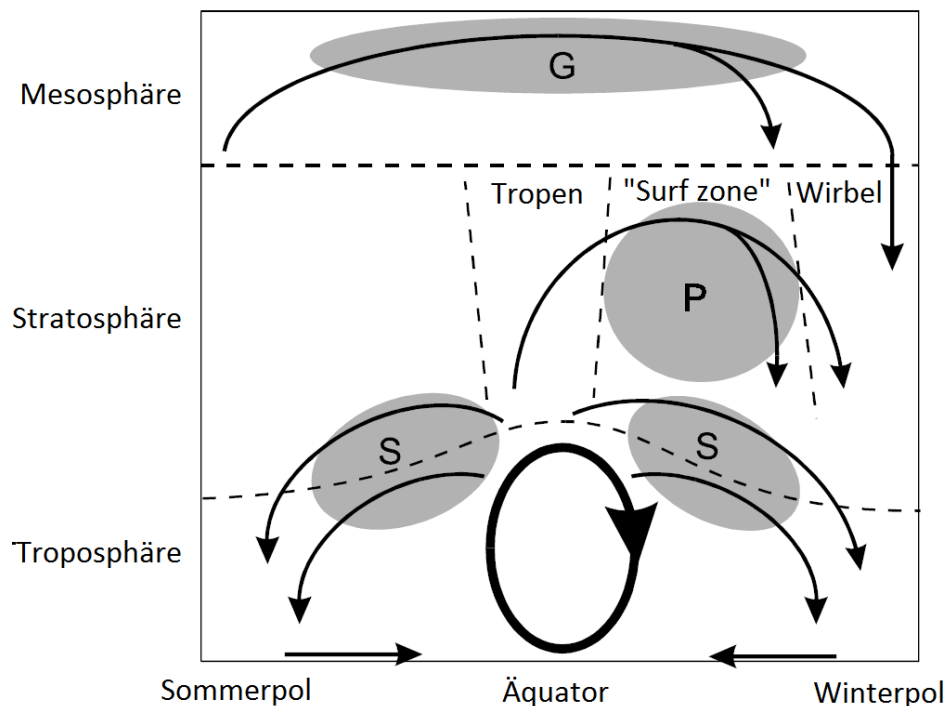


Abb. 2.4 – Schematische Darstellung der mittleren Meridionalzirkulation in Troposphäre, Stratosphäre und Mesosphäre. Die Ellipse in der Mitte (dicker Pfeil) stellt die thermisch angetriebene Hadley-Zirkulation dar. Schattierte Regionen (beschriftet mit „S“, „P“ und „G“) bezeichnen Regionen, in denen Wellen brechen (synoptische, planetare und Schwerewellen). Sie treiben die stratosphärischen und mesosphärischen Äste der Zirkulation an (aus Plumb, 2002).

²Ein geostrophisches Gleichgewicht bedeutet, dass ein Kräftegleichgewicht zwischen Druckgradientkraft und Corioliskraft vorliegt.

dem Winterpol bildet. Dabei wird die stark ausgeprägte zonale Komponente des geostrophischen Windes als Polarnacht-Strahlstrom bezeichnet, welcher eine wichtige Barriere für den stratosphärischen meridionalen Luftmassenaustausch ist und die polaren Regionen von den mittleren Breiten isoliert.

Das Zusammenwirken von Wellenbrechung, Impulsübertrag und Westwindströmung wird als wellenangetriebene extratropische Pumpe (engl. „wave driven extratropical pump“; Holton et al. 1995) bezeichnet. Dieser Begriff bezieht sich auf den pumpenden Effekt den die polwärts gerichtete Strömung auf die tropischen und polaren Luftmassen ausübt. Die Wellenaktivität kann teilweise so stark sein, dass sie den Polarwirbel derart erwärmt, dass dieser aufgespalten wird oder zusammenbricht. Manchmal kann es auch zu einer Zirkulationsumkehr kommen, die als Stratosphärenenerwärmung bezeichnet wird.

2.1.3 Ozon

Wie bereits erwähnt ist Ozon ein wichtiges Spurengas in der Atmosphäre. Es handelt sich um ein dreiatomiges Sauerstoffmolekül, das in der Troposphäre für den Menschen und die gesamte Biosphäre aufgrund seiner oxidierenden Wirkung schädlich sein kann. In der Stratosphäre spielt Ozon eine wichtige Rolle im Strahlungshaushalt. Der Ozongehalt der Atmosphäre wird in Dobson Unit (DU³) angegeben.

Schon 1930 konnte der britische Wissenschaftler S. Chapman (Chapman, 1930) vier Reaktionsgleichungen aufstellen, um die Ozonkonzentration als Funktion der Höhe zu bestimmen. In heutigen Modellen sind diese Gleichungen zusammen mit den Reaktionsgeschwindigkeiten als „Chapman-Schema“ eingebunden. Unter Berücksichtigung der beschriebenen Chapman-Reaktionen und den zusätzlichen katalytischen Abbauprozessen wäre zu erwarten, dass die maximale Ozonkonzentration aufgrund der Strahlungsintensität der Sonne im Bereich des Äquators ist. Die Konzentration würde zu den höheren Breiten hin abnehmen und am Pol ihr Minimum erreichen. Im Sommer würde das jahreszeitliche Maximum und im Winter das entsprechende Minimum liegen. Die Messungen zeigen aber, dass das ganze Jahr am Äquator ein Gesamtozonminimum vorliegt, während sich die maximalen Konzentrationen in hohen Breiten im jeweiligen Frühjahr befinden (siehe Abb. 2.5). Deutlich zu sehen ist auch das antarktische Ozonloch auf der Südhalbkugel. Erstmals wurde eine drastische Ozonabnahme im Bereich des antarktischen Polarwirbels von Farman et al. (1985) publiziert. Die Messdaten weisen ein lokales Minimum der Ozonkonzentration nahe bei Null im antarktischen Frühling im Höhenbereich zwischen 15 und 25 km auf, das mit Beginn der 80er Jahre entstand. Dieses Phänomen, das später unter dem Begriff „Ozonloch“ bekannt wurde, kann nur mit Hilfe der besonderen meteorologischen Bedingungen in dem antarktischen Polarwirbel verstanden werden. Der polare Wirbel isoliert die Luft im Polargebiet und verhindert den Austausch mit Luftmassen aus der restlichen Atmosphäre. Durch die Abtrennung kann sich die Luft innerhalb der ringförmigen Strömung bis unter -80°C abkühlen. Die extrem kalten Luftmassen in der antarktischen Stratosphäre bedingen dabei die Bildung optisch sehr dünner Wolken, sogenannte PSCs (engl. „polar stratospheric clouds“). Diese Stratosphärenwolken entstehen z. B. durch Kondensation von Wasser und Salpetersäure, wie Crutzen und Arnold (1986) und

³Ein Dobson Unit (DU) entspricht der Anzahl an Ozonmolekülen, die nötig sind, um eine Schicht aus purem Ozon von 0,01 mm Dicke bei einer Temperatur von 273,15 K und einem Druck von 1 Atmosphäre (Luftdruck am Erdboden) zu bilden. Die Menge wird dabei auf 1 m² bezogen.

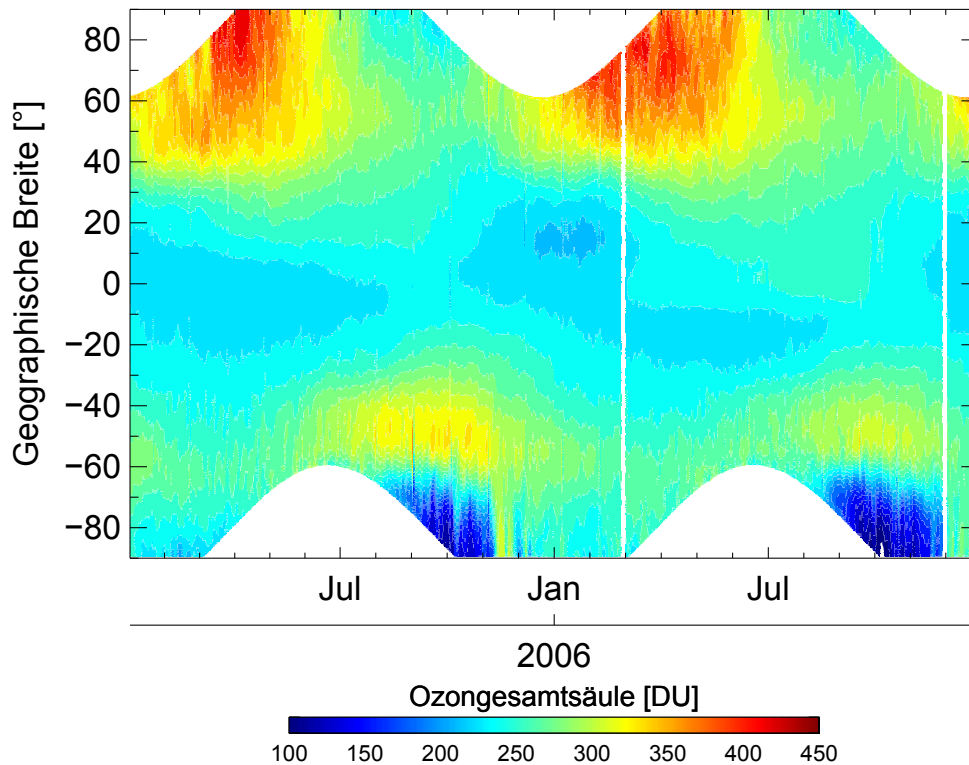


Abb. 2.5 – Zeitliche Entwicklung zonal gemittelter Ozongesamtsäulen (in DU) für den Zeitraum Januar 2005 bis Dezember 2006 aus NASA/OMI-Messungen.

Toon et al. (1986) erstmals gezeigt haben. Auf den Partikeloberflächen der polaren stratosphärischen Wolken können eine Reihe von heterogenen Reaktionen ablaufen, die dazu führen, dass das in sogenannten Reservoirgasen gebundene Chlor freigesetzt wird. Entscheidend im Vergleich zur reinen Gasphasenchemie ist, dass durch die heterogenen Reaktionen ein Vielfaches an aktiven Chlorverbindungen entsteht (Solomon et al., 1986). Sobald ein genügend hoher Grad an Chloraktivierung erreicht ist und solare Strahlung nach dem Ende der Polarnacht zur Verfügung steht, kommt es zu einer massiven Ozonzerstörung durch die katalytischen Ozonabbauzyklen. In dieser Zeit entsteht ein großes Gebiet um den Südpol, in welchem das Gesamtozon um fast $2/3$ reduziert wird, wie in Abb. 2.5 zu sehen ist. Der Ozonabbau im arktischen Polarwirbel ist aufgrund der dort herrschenden planetaren Wellenaktivität nicht so stark ausgeprägt.

Die vertikale Ozonverteilung zeigt, dass sich rund 90% des Gesamtvolumens in der Stratosphäre befindet. In Abbildung 2.6 ist der vertikale Verlauf von Ozon für verschiedene geographische Breiten und Jahreszeiten auf der Nordhalbkugel dargestellt, der durch Mittelung vieler Einzelmessungen erzielt worden ist. Die linke Seite repräsentiert den Monat April, während rechts der Monat Oktober zu sehen ist. Verantwortlich für die Verteilung des Gesamtozons sind die bereits erwähnten stratosphärische Zirkulationsmuster, die das Ozon aus seinem Hauptquellgebiet, den Tropen, polwärts und gleichzeitig in geringere Höhen transportieren, wo das Spurengas eine chemische Lebensdauer von einigen Monaten besitzt (Sheperd,

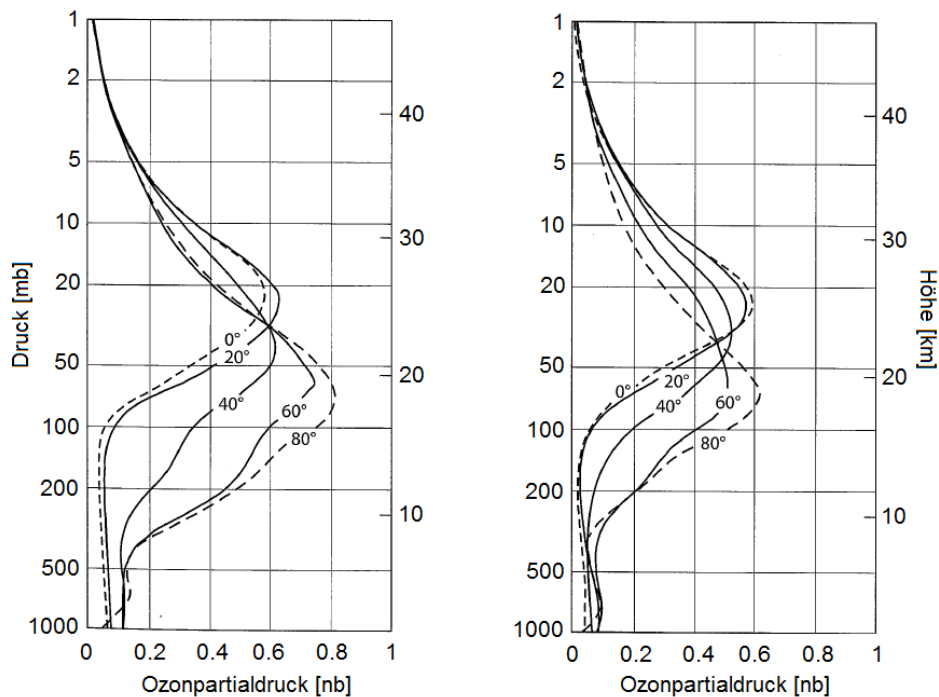


Abb. 2.6 – Mittlere Vertikalverteilung von Ozon für verschiedene geographische Breiten der Nordhemisphäre. Links: Februar; rechts: August. Der aufgetragene Ozonpartialdruck in Nanobar nb ($1\text{ nb} = 1 \cdot 10^{-9}\text{ b} = 1 \cdot 10^{-6}\text{ mb} = 1 \cdot 10^{-6}\text{ hPa}$) gestattet die direkte Berechnung des Volumenmischungsverhältnisses durch Division durch den jeweiligen Gesamtdruck (linke Ordinatenkala). Auf der rechten Ordinatenkala kann die Höhe abgelesen werden (aus Fabian, 1984).

2007). Die chemische Lebensdauer von Ozon variiert mit der Höhe, so dass auch je nach Höhenlage unterschiedliche Prozesse die vertikale Verteilung beeinflussen. Im Bereich der oberen Stratosphäre und der Mesosphäre ($> 30\text{ km}$) liegt die Lebensdauer lediglich bei Sekunden bis Stunden und ist damit so gering, dass sich Transportprozesse nicht wesentlich auf die lokale Konzentration auswirken. Damit stellt sich ein sogenanntes photochemisches Gleichgewicht ein.

In der unteren Stratosphäre ($< 20\text{ km}$) wird die Ozonverteilung hauptsächlich durch dynamische Prozesse gesteuert. Die chemische Lebensdauer kann dadurch bis zu einige Wochen erreichen. Ozon stellt damit einen guten Tracer für die Dynamik dar. Im dazwischen liegenden Höhenbereich spielen sowohl dynamische als auch photochemische Prozesse eine Rolle.

Das globale Gesamt ozon hat schon in den 80er Jahren begonnen abzunehmen (siehe Abb. 2.7 links). In den frühen 1990ern hat der Ozonabbau sein Maximum erreicht, indem das Gesamt ozon rund 5 % unter dem Durchschnitt von 1964-1980 gelegen hat. Seitdem ist der Abbau wieder geringer geworden; durchschnittlich bei 3,5 % für die Jahre 2006-2009 (siehe WMO, 2010). Mithilfe eines Glättungsverfahrens ist die natürliche Variabilität der Ozonänderung aus den Daten, die in Abbildung 2.7 gezeigt sind, entfernt worden. Zu diesen Effekten zählen beispielsweise natürliche jahreszeitliche Schwankungen sowie die Variabilität der solaren Ak-

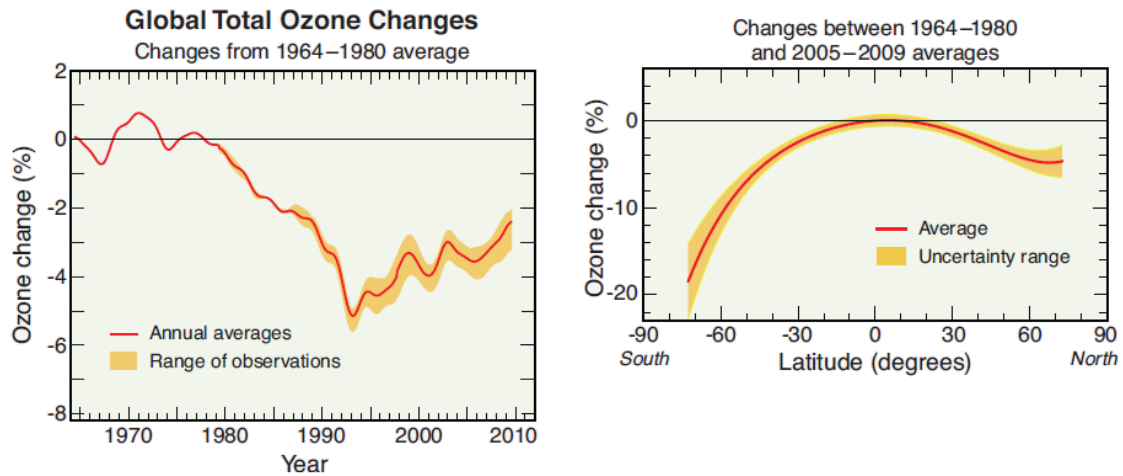


Abb. 2.7 – Änderung des globalen Ozons, bereinigt von natürlichen Einflüssen; Quelle: WMO (2010).

tivität. Der globale Ozonabbau ist aber größer, als die natürlichen Effekte ihn verursachen. Die beobachtete globale Gesamtozonabnahme in den letzten drei Dekaden kann mit der Zunahme halogener Gase in der Stratosphäre in Beziehung gesetzt werden. Die geringsten Werte seit 1980 sind in den Jahren nach dem Ausbruch des Mount Pinatubo 1991 registriert worden. Der Ausbruch damals verursachte eine kurzzeitige Zunahme der schwefelsäurehaltigen Partikel innerhalb der Stratosphäre. Da diese Partikel die Effektivität reaktiver halogener Gase zur Zerstörung von Ozon massiv steigern, stieg der Ozonabbau für einige Jahre nach dem Ausbruch des Mount Pinatubo um 1–2 % an.

Der rechte Teil von Abbildung 2.7 zeigt deutlich, dass der globale Ozonabbau von der geographischen Breite anhängt. Der größte Rückgang wird in den südlichen polaren Breiten verzeichnet, als Ergebnis schwerer Ozonschwunde über der Antarktis in jedem Spätwinter bzw. Frühjahr. Der nächst größere Verlust an Ozon tritt über den polaren Gebieten der Nordhalbkugel auf. Teilweise ist dieser Verlust durch den im Winter gesteigerten Abbau über der Arktis zu erklären. Trotz der, verglichen mit niedrigeren Breiten, sehr hohen Rückgänge über den Polargebieten ist ihr Einfluss nur auf ein geringes geographisches Gebiet begrenzt, denn die Breiten über 60° nehmen nur 13 % der Erdoberfläche ein. Es wird auch in mittleren Breiten (Bereich zwischen polaren und äquatorialen Breiten) ein Gesamtozonabbau verzeichnet. Im Vergleich zeigt der Mittelwert für die Jahre 2005–2009 3,5 % (Nordhalbkugel, 35°N–60°N) bzw. 6 % (Südhalbkugel, 35°S–60°S) weniger Ozon als für die Jahre 1964–1980. Die verantwortlichen Faktoren sind zum einen der Transport polarer ozonarmer Luft in mittlere Breiten, zum anderen chemischer Abbau in Folge von halogenen Gasen. In den Tropen (20°S–20°N) findet dagegen so gut wie kein Ozonabbau statt.

2.2 Wellen in der Atmosphäre

In der Atmosphäre findet eine Vielzahl unterschiedlicher Luftbewegungen statt. Räumlich und zeitlich periodische Bewegungsabläufe (atmosphärische Wellenbewegungen) sind den Grundströmungen überlagert. Diese Wellenbewegungen finden auf ganz unterschiedlichen Skalen statt. Sie reichen von planetaren bzw. Rossby-Wellen, die horizontale Wellenlängen von mehreren 1000 km besitzen, über Schwerewellen mit Wellenlängen von einigen 10-100 km bis hin zu Schallwellen, deren Wellenlängen im Zentimeter- bis Meterbereich liegen.

Die Strömungen der Atmosphäre gehorchen dabei den Gesetzen der Hydrodynamik, da diese als eine näherungsweise viskose Flüssigkeit mit geringer Dichte betrachtet werden kann. Um prognostische Gleichungen für die Bewegungsvorgänge aufzustellen, ist es notwendig, die auf die Luftpakete einwirkenden Kräfte zu kennen. Im Wesentlichen sind das vier Kräfte: die Schwerkraft, die Corioliskraft, die Druckgradientkraft und die Reibungskraft. Die Navier-Stokes-Gleichung, eine nichtlineare Differentialgleichung, berücksichtigt diese Kräfte und bietet daher eine gute Beschreibung der Bewegungsvorgänge. Sie lautet in Einheiten der Kraftdichte für ein rotierendes Bezugssystem folgendermaßen:

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}}_{(1)} + \underbrace{\vec{v} \cdot \nabla \vec{v}}_{(2)} = -\underbrace{\frac{1}{\rho} \nabla p}_{(3)} + \underbrace{\vec{g}}_{(4)} - \underbrace{2\vec{\Omega} \times \vec{v}}_{(5)} + \underbrace{\frac{\eta}{\rho} \left[\Delta \vec{v} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{v}) \right]}_{(5)} \quad (2.1)$$

- (1) Lokale zeitliche Änderung und Advektionsterm des Geschwindigkeitsvektors
- (2) Druckgradientkraft
- (3) Schwerkraft
- (4) Corioliskraft
- (5) Reibungskräfte

Dabei bezeichnet ρ die Dichte, p den Druck, \vec{v} den Geschwindigkeitsvektor, η die Viskosität, \vec{g} die Schwerebeschleunigung und $\vec{\Omega}$ die Winkelgeschwindigkeit der Erde. Für viele Betrachtungen können dabei die durch Term (5) beschriebenen Reibungskräfte gegenüber den anderen Termen vernachlässigt werden. Dies gilt aber nicht in oberflächennahen Schichten. Die Navier-Stokes-Gleichung stellt den Impulserhaltungssatz in der Atmosphäre dar. Um ein vollständiges Gleichungssystem zur Beschreibung der Bewegungsvorgänge zu erhalten, werden die Prinzipien der Masse- und Energieerhaltung berücksichtigt. Die Kontinuitätsgleichung charakterisiert die Masseerhaltung,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \vec{v} \quad (2.2)$$

während die Energieerhaltung mithilfe der sogenannten Adiabatangleichung dargestellt wird,

$$\frac{d\Theta}{dt} = 0. \quad (2.3)$$

Die Variable Θ ist die potentielle Temperatur, also die Temperatur, die ein Luftpaket hat, wenn es unter adiabatischen Bedingungen auf den Druck $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ gebracht wird. Sie

wird mittels der Gleichung

$$\Theta = T \left(\frac{1000 \text{ hPa}}{p} \right)^\kappa \quad (2.4)$$

mit der Poisson-Konstanten⁴ $\kappa = R/c_p$ berechnet. Die drei Gleichungen (2.1) - (2.3) machen damit eine vollständige Beschreibung der atmosphärischen Wellen möglich.

Dem Störungsansatz von Laplace folgend wird dabei dem bekannten Grundzustand des zu betrachtenden nicht-linearen Systems eine Störung überlagert, die klein gegenüber dem Grundzustand ist. Es gilt dann z. B.

$$u(x, t) = u_0 + u'(x, t) \quad (2.5)$$

$$u' \ll u_0. \quad (2.6)$$

Nicht-lineare Glieder bzgl. der Störung werden zu Gliedern zweiter Ordnung der Störung. Aufgrund der Voraussetzung (2.6) wird nun angenommen, dass diese Produkte gegenüber anderen Termen vernachlässigt werden können. Diese Annahme gilt vornehmlich in der Stratosphäre und Mesosphäre.

Es ergibt sich, dass Störungen des atmosphärischen Grundzustandes zu Wellenphänomenen führen können (z. B. Pichler, 1997), die durch den Ansatz einer ebenen Welle beschrieben werden können.

$$\Psi(\vec{r}, t) = A \cdot \cos(\vec{k}\vec{r} - \omega t) \quad (2.7)$$

Darin bezeichnet A die Amplitude, ω die Kreisfrequenz der Welle, \vec{r} ist der Ortsvektor und $\vec{k} = k\hat{x} + l\hat{y} + m\hat{z}$ der Wellenvektor mit den Einheitsvektoren $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ der Koordinaten. Die Parameter k (zonal), l (meridional) und m (vertikal) sind dabei die Wellenzahlen in zonaler, meridionaler und vertikaler Richtung, die definiert sind als

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_x}, \quad l = \frac{2\pi}{\lambda_y}, \quad m = \frac{2\pi}{\lambda_z}, \quad (2.8)$$

mit den Wellenlängen λ_x , λ_y und λ_z in x-, y- und z-Richtung. Die Wellenperiode τ entspricht dann der Zeit, die ein Fluidpartikel benötigt, um eine vollständige Oszillation durchzuführen. Im Falle von Wellen, deren Wellenperiode kleiner als einige Stunden ist, spielt die Erdrotation keine Rolle. Die Wellenfrequenz ω entspricht dann:

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} \quad (2.9)$$

Eine einzelne Oszillation einer Welle entspricht dann 2π , wobei jeder Punkt in dieser Oszillation ein Phasenpunkt ist. Die Phasengeschwindigkeit c der Welle ist die Geschwindigkeit mit der sich ein Punkt konstanter Phase in Richtung der fortschreitenden Welle bewegt, also der Geschwindigkeit der Störung (Welle), die sich durch ein Fluid ausbreitet und nicht der Geschwindigkeit des Fluides selbst. Sie wird definiert durch:

$$c_x = \frac{\omega}{k}, \quad c_y = \frac{\omega}{l}, \quad c_z = \frac{\omega}{m}. \quad (2.10)$$

In der Atmosphäre können je nach der dominierenden Rückstellkraft drei Haupttypen von

⁴Die Poisson-Konstante κ ergibt sich durch das Verhältnis aus der Gaskonstante für trockene Luft $R = 287 \text{ J/kgK}$ und der spezifischen Wärme bei konstantem Druck $c_p = 1005 \text{ J/kgK}$. Für trockene Luft ist $\kappa = 0,286$.

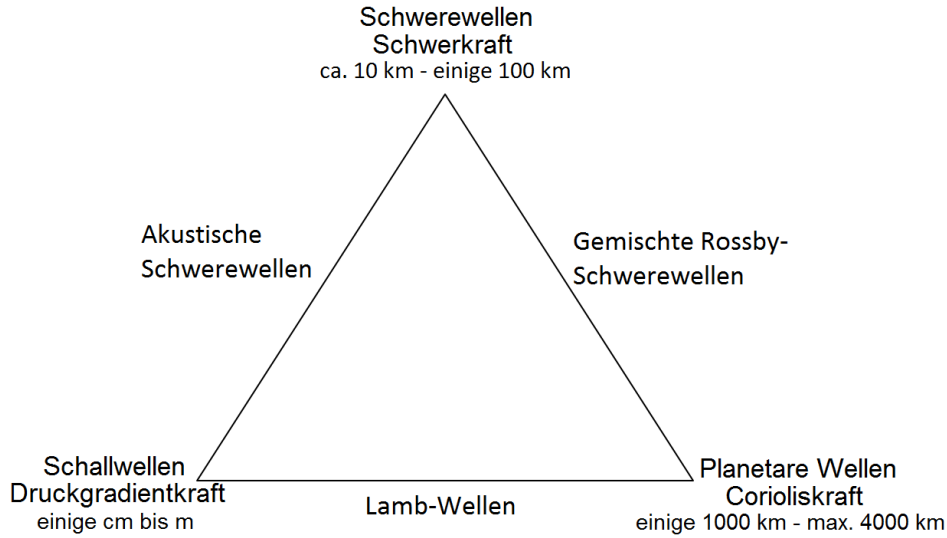


Abb. 2.8 – Wellentypen in der Atmosphäre

Wellen definiert werden (siehe Abb. 2.8). Bei Schallwellen handelt es sich dabei um die Druckgradientkraft. Schwerewellen dagegen haben die Schwerkraft als entscheidende rücktreibende Kraft und bei planetaren Wellen ist es die Corioliskraft. Hinzu kommen noch verschiedene Mischwellentypen, die durch die Kombination der drei Hauptwellentypen entstehen. Ein Beispiel dafür sind gemischte Rossby-Schwerewellen, bei denen Coriolis- und Schwerkraft in gleichem Maße ihre Wirkung zeigen. Die wesentlichen Eigenschaften der Wellen werden durch die sogenannte Dispersionsgleichung beschrieben. Sie gibt den Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Frequenz einer Welle an. Die folgende Gleichung gilt sowohl für Schall-, Schwere als auch planetare Wellen

$$m^2 = \frac{(N^2 - \hat{\omega}^2)(k^2 + l^2)}{\hat{\omega}^2 - f^2} + \frac{\hat{\omega}^2}{c_s^2} - \left(\frac{N^2}{c_s^2} - E^2 \right), \quad (2.11)$$

wobei gilt: E = Eckhardt-Koeffizient⁵, f = Coriolis-Parameter (oder auch als Inertial-Frequenz bezeichnet), welcher sich in Abhängigkeit von der geographischen Breite Φ über $f = 2\Omega \sin \Phi$ (Ω ist die Winkelgeschwindigkeit der Erde) berechnen lässt, c_s = Schallgeschwindigkeit, $\hat{\omega}$ = intrinsische Frequenz der Welle⁶ sowie N = Brunt-Vaisala-Frequenz⁷.

Im folgenden wird auf planetare und Schwerewellen näher eingegangen.

⁵ $E = \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2}$

⁶Frequenz für einen Beobachter, der mit dem Grundstrom mitdriftet. Sie ist definiert über $\hat{\omega} = \omega - k_h \cdot \vec{U}$, mit $\vec{U} = (u, v)$ und $k_h = \sqrt{k^2 + l^2}$

⁷Kreisfrequenz bei einer Schwereoszillation des Luftpaketes um seine Ruhelage in einer stabil geschichteten Atmosphäre. Sie wurde nach den Meteorologen Sir David Brunt (Großbritannien, 1886-1965) und V. Väisälä (Finnland, 1899-1969) benannt. Siehe dazu auch Andrews (2010)

2.2.1 Planetare Wellen

In einem idealen stabilen Zustand der Atmosphäre würde ein geostrophisches Gleichgewicht herrschen und somit ein breitenkreisparalleler zonaler Wind, der geostrophische Wind, wehen. Durch die ungleichmäßige breitenkreisabhängige Sonneneinstrahlung und die damit verbundene meridionale Temperaturverteilung, entsteht besonders in mittleren Breiten ein starker meridionaler Temperaturgradient. Dieser Gradient führt zu Instabilitäten in der Atmosphäre, was die Bildung von wellenartigen Strömungen begünstigt. Überschreitet der Temperaturgradient einen kritischen Wert von etwa 6 K auf einer Strecke von 1000 km, so wird die zonale Strömung baroklin⁸ instabil. Störungen der Strömung, wie z. B. durch einen Gebirgszug, führen dann zu einer meridionalen Auslenkung der Strömung und eine planetare Welle entsteht. Die zonale Grundströmung erhält eine meridionale Komponente. Durch das Vorhandensein planetarer Wellen wird unter anderem die Ausbildung von Keilen und Trögen begünstigt und nimmt damit direkten Einfluss auf das Wettergeschehen der mittleren Breiten.

Bei solch großskaligen Wellenphänomenen wirkt die Corioliskraft als rückstellende Kraft. Dadurch ergibt sich die einfachste Form der planetaren Welle in einer divergenz- und reibungsfreien horizontalen Strömung aus der Erhaltung der Wirbelstärke η (auch absolute Vorticity genannt), welche sich aus der Krümmungsvorticity (relative Wirbelstärke) ζ und dem Coriolisparameter f zusammensetzt. Diese Gleichung wird auch Vorticitygleichung genannt:

$$\eta = \zeta_0 + f_0 = \zeta + f = \text{const.} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d\eta}{dt} = 0, \quad (2.12)$$

wobei der Index 0 die Werte in der Anfangsposition bezeichnet. Wird nun angenommen, dass sich auf der Nordhalbkugel ein Luftpaket in einem konstanten Grundstrom, der also keine Vorticity aufweist ($\zeta_0 = 0$), von West nach Ost bewegt und das Luftpaket nach Norden ausgelenkt wird, so erhält es eine meridionale Geschwindigkeitskomponente und der Coriolisparameter f_0 nimmt zu. Die relative Vorticity ζ muss folglich abnehmen und wird negativ, was einer antizyklonalen Krümmung der Bahn des Luftpaketes entspricht ($\zeta < 0 \Rightarrow \odot$). Das Luftpaket bewegt sich so lange auf dieser antizyklonalen Bahn bis es eine Geschwindigkeitskomponente Richtung Süden aufweist ($\vec{v} < 0$).

Während dieser Bewegung nimmt der Coriolisparameter wieder ab und die relative Vorticity zu. Dabei überschreitet das Luftpaket seine ursprüngliche Ausgangslage, so dass die relative Wirbelstärke positiv und eine zyklonale Bahn eingeleitet wird ($\zeta > 0 \Rightarrow \ominus$). Die Bahn schwenkt damit von südwärts auf nordwärts um. Ein einmal ausgelenktes Luftpaket wird folglich um seine ursprüngliche geographische Breite hin- und herpendeln und sich dabei weiter nach Osten bewegen. Die Trajektorie dieser Welle ist in Abb. 2.9 schematisch dargestellt.

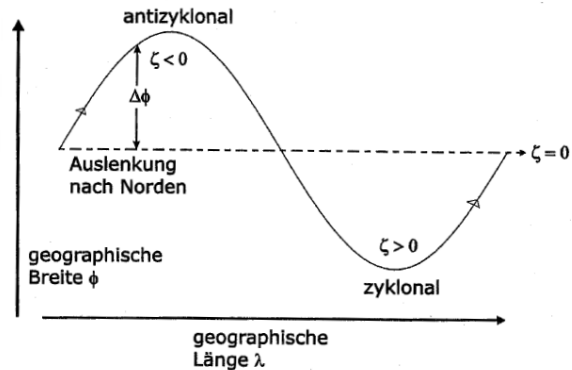


Abb. 2.9 – Idealisierte Trajektorie einer Rossby-Welle nach Kraus (2000). ζ ist die relative Vorticity (Krümmungsvorticity).

⁸Eine baroklin geschichtete Atmosphäre manifestiert sich durch das Vorhandensein von horizontalen Temperaturgradienten im Massefeld der Atmosphäre (siehe z. B. Pichler, 1997)

Die beschriebenen Wellen zählen damit auch zu den laufenden planetaren Wellen, im Gegensatz zu den quasi-stationären planetaren Wellen. Die dominierende Quelle dieses zweiten Typs bildet die zonale Land-See-Massenverteilung. Die damit verbundenen Wellen verändern ihre Phasenlage relativ zur Erdoberfläche nicht und sind somit „stationär“. Die Land-See-Übergänge auf der Nordhalbkugel verhalten sich bei der Anregung wie folgt: Wird Eurasien als dominanter Kontinent verglichen mit Nordamerika angesehen, so ergibt sich eine planetare Welle 1, d. h. eine stationäre planetare Welle mit nur einem „Berg“ und einem „Tal“. In zweiter Näherung wird Nordamerika berücksichtigt, wodurch der Pazifik und der Nordatlantik als getrennte Wassermassen gelten. Es bildet sich als zweite Komponente eine stationäre Welle 2. Die Amplitude der Welle 2 ist dabei geringer als die der Welle 1.

Der Effekt der Erdrotation zusammen mit der Kugelgestalt der Erde ist demnach die Bevorzugung der zonalen Geschwindigkeitskomponente, d.h. die Stabilisierung des zonalen Grundstroms. Die stabilisierende Wirkung der Erdrotation wird β -Effekt genannt. Das rührt daher, dass die Änderung des Coriolisparameters f mit der Breite $\partial f / \partial y$ mit β bezeichnet wird. Für eine exakte Darstellung des Effektes müssten Kugelkoordinaten eingesetzt werden, so dass $\partial y = r \partial \Phi$ wird und somit

$$\beta = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \Phi} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \Phi} 2\Omega \sin \Phi = \frac{2\Omega \cos \Phi}{r} \quad (2.13)$$

gilt.

In einer Tangentialebene an einem Punkt auf der Erdkugel kann der Coriolisparameter linear approximiert werden:

$$f = f_0 + \beta_0 y \quad (2.14)$$

wobei $f_0 = f(\Phi_0)$ und $\beta_0 = \beta(\Phi_0)$ Coriolis- und β -Parameter in der geographischen Breite Φ_0 sind, in welcher die Tangentialebene definiert worden ist.

Für die Erhaltungsgleichung (2.12) folgt dann

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + v\beta = 0. \quad (2.15)$$

Die Vorticitygleichung für eine zweidimensionale, divergenzfreie Strömung (2.15) ist eine nichtlineare, partielle Differentialgleichung, deren Lösung nur in speziellen Fällen analytisch möglich ist. Um diese Gleichung zu linearisieren und damit eine Lösung zu vereinfachen, wird der bereits erwähnte Störungsansatz von Laplace durchgeführt. Dabei werden die Variablen in einen Mittelwert und in Abweichungen aufgespalten. Dabei werden Störungen als klein gegenüber dem Mittelwert angenommen. Die Geschwindigkeitskomponenten lauten dann beispielsweise $u = u_0 + u'$. Als weitere Vereinfachung wird der meridionale Grundstrom gleich Null gesetzt ($v_0 = 0$), d.h. der zonale Grundstrom ist konstant ($u_0 = \text{konstant}$). Ferner werden Produkte aus Störgrößen als vernachlässigbar gegenüber den anderen Termen der Gleichung angenommen. Es ergibt sich:

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \zeta'}{\partial x} + v' \beta = 0 \quad (2.16)$$

Durch Einführung der sogenannten Stromfunktion Ψ werden die Geschwindigkeitskomponen-

ten folgendermaßen dargestellt

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (2.17)$$

$$\rightarrow \zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = \Delta \Psi \quad (2.18)$$

und obiger Zusammenhang kann umgeformt werden zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \Psi + u_0 \frac{\partial}{\partial x} \Delta \Psi + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0. \quad (2.19)$$

Für die Wellengleichung wird nun der komplexe Ansatz $\Psi = A e^{i(kx+ly-\omega t)}$ gewählt, wobei der Wellenvektor mit $\vec{k} = (k, l, 0)$ angenommen ist, da nur horizontale divergenzfreie Strömungen betrachtet werden. Durch das Einsetzen des Ansatzes in Gleichung (2.19) ergibt sich eine Gleichung, die verdeutlicht, dass die Wellen Dispersion aufweisen.

$$u_0 k - \frac{k\beta}{(k^2 + l^2)} = \omega \quad (2.20)$$

Für die Phasengeschwindigkeit der planetaren Wellen in zonaler Richtung gilt damit:

$$c_x = \frac{\omega}{k} = u_0 - \frac{\beta}{(k^2 + l^2)}. \quad (2.21)$$

Die Gleichung berücksichtigt neben dem zonalen Grundstrom u_0 auch die Wellenzahl k in zonaler und l in meridionaler Richtung (siehe (2.8)). Gleichung (2.21) ist die bekannte, erstmals von C. G. Rossby angegebene Beziehung für die Phasengeschwindigkeit von langen Wellen in der Atmosphäre.

Unter der Annahme, dass der zonale Grundstrom verschwindet, ist die zonale Phasengeschwindigkeit der planetaren oder auch Rossby-Wellen stets westwärts gerichtet. Darüber hinaus ist sie umgekehrt proportional zum Quadrat der horizontalen Wellenzahlen und damit, wie bereits erwähnt, dispersiv, was zu einem raschen Anstieg der Phasengeschwindigkeit mit zunehmender Wellenzahl führt.

Mithilfe der Rossby-Wellen lassen sich die großräumigen troposphärischen Wettergebilde der mittleren Breiten beschreiben, was Rossby 1939 erstmals gelang. Es können drei Fälle der Rossby-Wellen unterschieden werden:

1. Eine Ostwärtsverlagerung der Wellen (progressiv) tritt ein, wenn $u_0 > \frac{\beta}{(k^2 + l^2)}$
2. Eine Westwärtsverlagerung der Wellen (retrograd) erfolgt, wenn $u_0 < \frac{\beta}{(k^2 + l^2)}$
3. Im Fall von Stationarität $c_x = 0$ und einer rein zonalen Ausbreitung ($l^2 = 0$) ergibt sich eine stationäre Wellenlänge $\lambda_s = 2\pi \sqrt{\frac{u_0}{\beta}}$

Obige Beziehungen beschränken sich auf horizontale Bewegungen. Planetare Wellen können sich aber auch vertikal ausbreiten; der Wellenvektor $\vec{k} = (k, l, m)$ weist damit auch eine

vertikale Komponente m auf. Die Phasengeschwindigkeit im dreidimensionalen Raum lässt sich dann ausdrücken als

$$c = u_0 - \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \frac{f^2}{N^2}(m^2 + E^2)}. \quad (2.22)$$

Eine vertikale Ausbreitung ist aber nur dann möglich, wenn die vertikale Wellenzahl reell ist (also $m^2 > 0$). Dies ist dann der Fall, wenn unter Bedachtnahme von $\omega/k = c - u_0$, entsprechend (2.22) die Bedingung

$$\frac{\beta}{u_0 - c} > k^2 + l^2 + \frac{f^2}{N^2}E^2 \rightarrow u_0 - c < \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \frac{f^2}{N^2}E^2} \quad (2.23)$$

erfüllt ist. Das bedeutet, dass nur, wenn sich Wellen westwärts relativ zum Grundstrom u_0 ($c - u_0 < 0$) mit einer Geschwindigkeit größer als $u_0 - \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \frac{f^2}{N^2}E^2}$ bewegen, eine vertikale Ausbreitung möglich ist. Insbesondere stationäre Wellen ($c = 0$) können sich nur bei Westwind ($u_0 > 0$) vertikal in der Atmosphäre ausbreiten, wenn gilt:

$$u_0 - c = \frac{\beta}{k^2 + l^2 + \frac{f^2}{N^2}E^2} < u_c \quad (2.24)$$

$$u_c = \frac{\beta}{k^2 + l^2} \quad (2.25)$$

$$\rightarrow 0 < u_0 < u_c \quad (2.26)$$

Die Gleichung (2.26) wird als Charney-Drazin-Kriterium bezeichnet. Je größer also die Wellenzahlen der planetaren Wellen sind, desto schwächer muss der Westwind sein. In der Stratosphäre wehen lediglich im Winter Winde aus westlicher Richtung, so dass nur in dieser Zeit eine vertikale Ausbreitung der Wellen möglich ist (siehe Andrews, 2010).

2.2.2 Schwerewellen

Bei Schwerewellen handelt es grob gesagt um Luftpakete die auf und ab schwingen. Die zugehörige Rückstellkraft ist die Schwerkraft. Im Falle der Atmosphäre handelt es sich um sogenannte interne Schwerewellen, die sich innerhalb des Mediums Atmosphäre fortpflanzen, im Gegensatz zu externen Schwerewellen, die ein Grenzflächenphänomen sind (z.B. Wellen an der Wasseroberfläche).

Schwerewellen haben großen Einfluss auf die Dynamik der Atmosphäre (Fritts, 1984). Dabei unterliegen sie den verschiedensten Anregungsmechanismen. Eine Ausführung aller möglichen Quellen liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Es werden nur kurz die dominierenden Mechanismen, ihre räumliche und zeitliche Variabilität und die grundlegenden Charakteristika der entstehenden Schwerewellen erläutert. Zu den bekanntesten Anregungsmechanismen von Schwerewellen zählen Topographie, Konvektion und Windscherung.

Die Anregung von Schwerewellen durch die Topographie bezieht sich in erster Linie auf Gebirgszüge. Die horizontalen Wellenlängen sich vertikal ausbreitender Wellen liegen dabei bei zehn bis zu mehreren hundert Kilometern, während ihre Amplituden von kleiner 1 m/s bis zu Größen, bei denen sie brechen, variieren (z.B. Nastrom und Fritts, 1992; Dörnbrack

et al., 1999). Orographisch angeregte Schwerewellen spielen eine wichtige Rolle bei der Beeinflussung von Zirkulationssystemen, wie der quasi-biennalen Oszillation. Beispielsweise ist gezeigt worden, dass sich horizontale Geschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen über Bergzügen verdoppeln bis verdreifachen verglichen mit Ebenen und Meeren (Nastrom et al., 1987). Weitere Quellen für Schwerewellen (z.B. Konvektion) sind in den betrachteten Regionen nicht ausgemacht worden. Damit sind bis zu fünfmal so großen Amplituden möglich gewesen (Fritts und Luo, 1992).

Ein weiterer prominenter Anregungsmechanismus von Schwerewellen ist Konvektion. Eine der Schwierigkeiten in der Charakterisierung dieser Quelle liegt darin, dass sie von Natur aus keiner Periodizität unterliegt sowie keine einheitliche Struktur aufweist. Wellen, die durch Konvektion entstehen, können nicht über charakteristische Phasengeschwindigkeiten oder Frequenzen beschrieben werden, wie das bei orographisch-angeregten der Fall ist. Stattdessen generiert Konvektion Wellen über den gesamten Bereich an Phasengeschwindigkeiten, Wellenfrequenzen und vertikalen sowie horizontalen Skalen. Mithilfe von Modellstudien konnte das Verständnis über diesen Anregungsmechanismus aber maßgeblich verbessert werden. Dabei sind drei vereinfachte Mechanismen identifiziert worden, die die konvektive Generierung beschreiben: rein thermischer Antrieb (wie in den Tropen über dem Meer), der Effekt, dass Konvektion eine Art Hindernis für die horizontale Strömung darstellt und dadurch Schwerewellen angeregt werden, sowie der Effekt einer Art mechanischer Oszillator als Antrieb. Der dritte Effekt kommt dadurch zustande, dass Auf- und Abwinde an der Grenzfläche zwischen stabil und instabil geschichteter Regionen aufeinanderstoßen und dadurch die Isentropen ausgelenkt werden. Es bildet sich Konvektion, die wiederum vertikal propagierende Schwerewellen anregt (Fovell et al., 1992). Alle drei Antriebssysteme hängen stark von lokaler Windscherung und dem Vertikalprofil sowie der Zeitabhängigkeit der gebundenen Wärme in der Atmosphäre ab. In der Realität steht keiner der Mechanismen für sich allein, vielmehr sind sie alle miteinander gekoppelt.

Die dritte wichtige Quelle für Schwerewellen sind Scherschichten. Sie ist auch die am wenigsten erforschte der drei angesprochenen Quellen. Besonderes Interesse wird bei der Erforschung dieses Mechanismus auf die Entstehung von Schwerewellen, die sich mit einer speziellen Geschwindigkeit von der Scherschicht weg ausbreiten, gelegt. Diese Geschwindigkeit ist vergleichbar mit der am schnellsten anwachsenden Instabilität, der Kelvin-Helmholtz-Instabilität. Sie wächst exponentiell an.

Dispersiongleichung

Mithilfe der bereits erwähnten Perturbationstheorie von Laplace kann ein nichtlineares Gleichungssystem in ein lineares überführt werden. Alle Variablen werden dabei in einen Grundzustand x_0 und eine Abweichung x' aufgespalten.

$$\begin{aligned} u &= u_0 + u' & v &= v_0 + v' & w &= w_0 + w' \\ p &= p_0 + p' & T &= T_0 + T' & \rho &= \rho_0 + \rho', \end{aligned} \quad (2.27)$$

mit

u = Zonalwind, u_0 = zonaler Hintergrundwind, u' = zonale Windfluktuation
 v = Meridionalwind, v_0 = meridionaler Hintergrundwind, v' = meridionale Windfluktuation
 w = Vertikalwind, w_0 = vertikaler Hintergrundwind, w' = vertikale Windfluktuation

p = Druck, p_0 = Hintergrunddruck, p' = Druckfluktuation

T = Temperatur, T_0 = Hintergrundtemperatur, T' = zonale Windfluktuation

ρ = Dichte, ρ_0 = Hintergrunddichte, ρ' = Dichtefluktuation

Unter Anwendung der Boussinesq-Approximation⁹ $\rho' \ll \rho_0$, $\rho'/\rho_0 \ll 1$ wird die Strömung nun als inkompressibel behandelt, wobei Dichteunterschiede für die Auftriebskräfte berücksichtigt werden. Des Weiteren wird $f = 0$ und $c_s = \infty$ gesetzt, um planetare sowie Schallwellen auszuschließen. Es ergibt sich nun für Schwerewellen die Dispersionsrelation (Herleitung siehe beispielsweise Pichler (1997))

$$m^2 = k_h^2 \frac{N^2 - \hat{\omega}^2}{\hat{\omega}^2} - E^2 \quad (2.28)$$

mit dem horizontalen Wellenvektor $k_h = k^2 + l^2$. Die oben aufgeführten Lösungen für Schwerewellen umfassen ein breites Spektrum von Wellen. Für vertikal propagierende Wellen sind (k, l, m) real, während die intrinsische Frequenz auf den Bereich $N > \hat{\omega} > |f|$ begrenzt ist. Dieses große Spektrum an Schwerewellen stellt gerade für numerische Vorhersagemodelle große Herausforderungen dar. Beim Auftreten von Dispersion bei Wellenpaketen verbleibt die Wellengruppe nicht konstant während ihrer Ausbreitung. Da die einzelnen Fourierkomponenten einer Wellengruppe sich gegenseitig sowohl verstärken als auch auslöschen können, abhängig von den relativen Phasen der Komponenten, wird die Energie der Gruppe in begrenzten Gebieten konzentriert, wie in Abbildung 2.10 dargestellt.

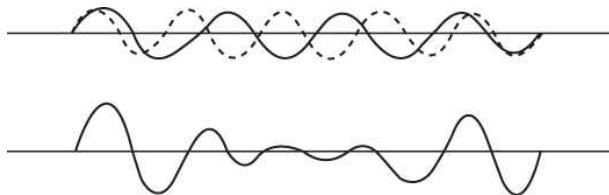


Abb. 2.10 – Wellengruppe zweier sinusoidaler Komponenten minimal unterschiedlicher Wellenlängen (a). Bei dispersierenden Wellen ändert sich die Form des Musters mit der Zeit (b), während sie für nicht dispersierende Wellen konstant bleiben würde (aus Holton, 2004).

Außerdem unterscheidet sich die Geschwindigkeit der Wellengruppe im Allgemeinen von der mittleren Phasengeschwindigkeit der einzelnen Komponenten. Wie in Abbildung 2.11 gezeigt, bewegen sich einzelne Anteile etwas schneller, einzelne etwas langsamer als die Wellengruppe, während diese sich ausbreitet. Die Gruppengeschwindigkeit c_g , welche ein Ausdruck für die Geschwindigkeit ist, mit der sich die beobachtete Störung (und damit auch die Energie) ausbreitet, kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$(c_{gx}, c_{gy}, c_{gz}) = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}, \frac{\partial \omega}{\partial l}, \frac{\partial \omega}{\partial m} \right). \quad (2.29)$$

Polarisationsgleichungen

Mithilfe der Bewegungsgleichungen von Wellen und der Anwendung der Wellenlösung $(u', v', w', p'/\rho_0) = \text{Re}[(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{p}) \exp(i(kx + ly + mz - \omega t))]$ können Zusammenhänge zwi-

⁹benannt nach dem französischen Physiker J. Boussinesq, 1841-1898

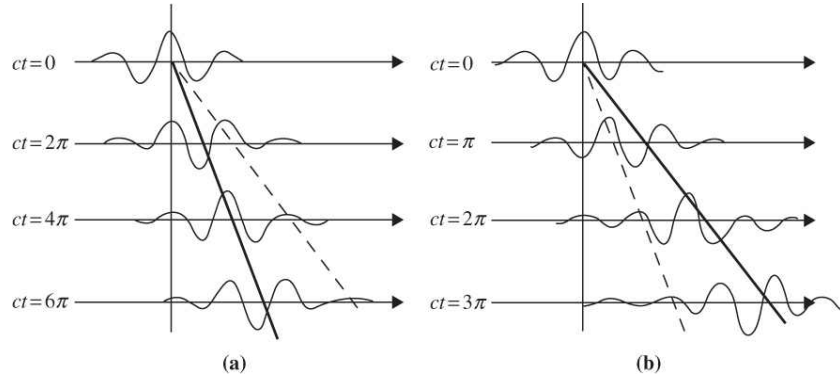


Abb. 2.11 – Schematische Ausbreitung einer Wellengruppe, wobei dicke Linien die Gruppengeschwindigkeit markieren und dünne Linien die Phasengeschwindigkeit (aus Holton, 2004).

- (a) die Gruppengeschwindigkeit ist kleiner als die Phasengeschwindigkeit.
 (b) die Gruppengeschwindigkeit ist größer als die Phasengeschwindigkeit.

schen den Fluktuationen der verschiedenen Parameter, welche die Wellen repräsentieren, hergestellt werden. Die sogenannten Polarisationsgleichungen, deren allgemeine Herleitung im Anhang 6 zu finden ist, lauten:

$$\hat{u} = \frac{(\hat{\omega}k + ilf)}{\hat{\omega}^2 - f^2} \hat{p} \quad (2.30)$$

$$\hat{v} = \frac{(\hat{\omega}l - ikf)}{\hat{\omega}^2 - f^2} \hat{p} \quad (2.31)$$

$$\hat{w} = -\frac{\hat{\omega}g}{iN^2} \frac{\hat{T}}{T_0}. \quad (2.32)$$

Zusätzlich kann ein Zusammenhang zwischen der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuation und der Temperaturfluktuation abgeleitet werden. Die Beziehung wird leicht mittels des komplexen Ansatzes $w' = \text{Re} [\hat{w} e^{i(kx+ly+mz-\hat{\omega}t)}]$ ersichtlich, wenn Gleichung (2.32) eingesetzt wird.

$$w' = \text{Re} \left[-\frac{\hat{\omega}g}{iN^2} \frac{\hat{T}}{T_0} e^{i(kx+ly+mz-\hat{\omega}t)} \right] = -\frac{\hat{\omega}g}{N^2} \frac{\hat{T}}{T_0} \sin(kx + ly + mz - \hat{\omega}t) \quad (2.33)$$

$$w' = -\frac{\hat{\omega}g}{N^2} \frac{T'_{+90}}{T_0}. \quad (2.34)$$

Eine Aufteilung des Schwerewellenspektrums in drei Teilbereiche vereinfacht diese Gleichungen z.B. folgendermaßen:

$$\frac{\hat{u}}{k} = \frac{\hat{v}}{l} \quad \text{für hoch-frequente Wellen mit } \hat{\omega} \gg f \quad (2.35)$$

$$\hat{w} = -\frac{k_h}{m} \hat{u}_h \quad \text{für mittel-frequente Wellen mit } f \ll \hat{\omega} \ll N \quad (2.36)$$

$$\hat{v} = -i \frac{f}{\hat{\omega}} \hat{u} \quad \text{für niedrig-frequente Wellen mit } \hat{\omega} \sim f. \quad (2.37)$$

Die Bedeutung der Polarisationsgleichungen wird vor allem für das Verständnis der Zusammenhänge zwischen zonaler und meridionaler Windkomponente (siehe Hodographanalyse, Kap. 4.3.1) sowie vertikaler Windgeschwindigkeit und Temperatur (siehe Impulsfluss) wichtig.

Parametrisierungsmodell

Radiosondendaten können durch ihre Messungen in der unteren bis mittleren Atmosphäre einen wichtigen Beitrag für die Initialisierung von Schwerewellen-Parametrisierungsschemata in numerischen Vorhersagemodellen liefern. Typischerweise werden solche Modelle in einer Höhe von circa 20 km, also in der unteren Stratosphäre, initialisiert. Dabei variieren die Eingabeparameter mit dem jeweiligen angewendeten Parametrisierungsschema. Mögliche Informationen werden dann durch Wellenamplituden, Phasengeschwindigkeiten, Ausbreitungsrichtungen und spektrale Charakteristika in das Schema eingebunden. Fritts und VanZandt (1993) sowie Fritts und Luo (1993) haben ein dreidimensionales Parametrisierungsmodell für das Schwerewellenspektrum basierend auf der linearen Instabilitätstheorie der Schwerewellensättigung von Dewan und Good (1986) vorgestellt. Das Modell genügt der Schwerewellen-Dispersionsrelation und den Polarisationsgleichungen unter der Boussinesq-Approximation. Nicht-hydrostatische Effekte ($\omega \sim N$) sowie die Berücksichtigung der Erdrotation ($\omega \sim f$) sind aber erlaubt. Es wird außerdem angenommen, dass die totale Energie eine Abhängigkeit von der intrinsischen Frequenz $\hat{\omega}$, der vertikalen Wellenzahl m und der Ausbreitungsrichtung Φ hat. Sie wird dann in drei Teile aufgespalten:

$$E(\mu, \hat{\omega}, \phi) = E_0 A(\mu) B(\hat{\omega}) \Phi(\phi). \quad (2.38)$$

Dabei ist $\mu = m/m^*$, $m = 2\pi/\lambda_z$, λ_z ist die vertikale Wellenlänge und m^* die charakteristische Wellenzahl. Das Spektrum der vertikalen Wellenzahl wird hier durch das verallgemeinerte Desaubries Spektrum (VanZandt und Fritts, 1989) definiert:

$$A(\mu) = A_0 \frac{\mu^s}{1 + \mu^{s+t}} \quad (2.39)$$

$$A_0 = \frac{s+t}{\pi} \sin \pi \left(\frac{s+1}{s+t} \right). \quad (2.40)$$

Die Parameter s und t sind Konstanten. Das zugehörige Frequenzspektrum lautet

$$B(\hat{\omega}) = B_0 \hat{\omega}^{-p} \quad \text{mit} \quad (2.41)$$

$$B_0 = (p-1)f^{p-1} \left[1 - \left(\frac{f}{N} \right) \right]^{-1} \quad \text{für } p \neq 1. \quad (2.42)$$

$\Phi(\phi)$ drückt die azimuthale Verteilung der Wellenausbreitung aus. Des Weiteren gilt $f^2 < \hat{\omega}^2 < N^2$ mit dem Coriolisparameter f und der Brunt-Vaisala-Frequenz N . E_0 ist die totale Energiedichte der Schwerewellen, während A_0 und B_0 durch die Normierungsbedingungen von $A(\mu)$ und $B(\hat{\omega})$ definiert sind. Die Konstanten s , t , und p werden bestimmt, indem ein Vergleich mit den Steigungen der beobachteten Leistungsspektren gemacht wird. Die Koeffizienten werden so gewählt, dass $\int_0^\infty A(\mu) d\mu = 1$, $\int_N^f B(\omega) d\omega = 1$ und $\int_{2\pi}^0 \Phi(\phi) d\phi = 1$ (Fritts und VanZandt, 1993) gilt. Typische Werte der Steigungskoeffizienten sind $(s, t, p) = (1, 3, 5/3)$.

Die totale Energiedichte E_0 setzt sich aus der potentiellen und der kinetischen Energiedichte zusammen. Sie sind definiert als

$$E_k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.43)$$

$$E_p = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \overline{\left(\frac{T'}{T_0}\right)^2} \quad (2.44)$$

$$E_0 = E_k + E_p = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} + \frac{g^2}{N^2} \overline{\left(\frac{T'}{T_0}\right)^2} \right). \quad (2.45)$$

Darin sind wie üblich u' , v' und w' die zonale, meridionale und vertikale Windfluktuation, g die Schwerebeschleunigung, N die Brunt-Vaisala-Frequenz und die auf den Hintergrundtemperatur T_0 normierte Temperaturfluktuation T' . Querbalken stellen eine Mittelung über einen gewählten Höhenbereich dar. Der Anteil der vertikalen Komponente w' an der kinetischen Energie ist bei Schwerewellen so gering, dass sie vernachlässigt werden kann ($E_{k,u} + E_{k,v} = E_{k,h} \sim 100E_{k,w}$; Zhang et al., 2012).

In vergangenen Studien ist der spektrale Index p für das intrinsische Frequenzspektrum mithilfe von bodenbasierten Radar- oder Lidarmessungen bestimmt worden, was zu einem Wert von $p \sim 5/3$ in der mittleren Atmosphäre führte. Da Radiosondenaufstiege im Durchschnitt nur zweimal pro Tag erfolgen, kann p auch indirekt über das Verhältnis der Energiedichten bestimmt werden.

$$\overline{u'^2} + \overline{v'^2} = p \frac{g^2}{N^2} \overline{\left(\frac{T'}{T_0}\right)^2} \quad (2.46)$$

Impulsfluss

Der Impulsfluss ist ein prominentes Maß, um die Dynamik der mittleren Atmosphäre zu verstehen, weshalb es besonders wichtig ist, ihn mithilfe von Messungen zu untersuchen und damit dessen Parametrisierung in Modellen zu validieren. Die Messtechnik von Radiosonden erlaubt eine Bestimmung der horizontalen Impulsflüsse der gemessenen Wellen, indem sie Temperaturamplituden und vertikale Wellenlängen einzelner monochromatischer Schwerewellen liefert.

Ein neuer Ansatz zur Berechnung von Impulsflüssen beruht auf dem von Fritts und VanZandt 1993 veröffentlichten Schwerewellen-Spektralmodell. Die x- und y-Komponente der vertikalen Flüsse des horizontalen Impulses ergeben sich dann durch (siehe z. B. Fritts und Alexander, 2003):

$$F_{px}, F_{py} = \bar{\rho} \left(1 - \frac{f^2}{\hat{\omega}^2} \right) (\overline{u'w'}, \overline{v'w'}). \quad (2.47)$$

Dabei markiert

$$\delta_- = 1 - \frac{f^2}{\hat{\omega}^2} \quad (2.48)$$

eine Gewichtungsfunktion, die die Tatsache wiedergibt, dass hochfrequente Wellen effektiver Impuls transportieren als niedrig-frequente Wellen (Fritts und Vincent, 1987). Der Parameter

$f = 2\Omega \sin(\Phi)$ ist der Coriolisparameter und $\hat{\omega}$ die intrinsische Frequenz der Welle. Der Vektor (u', v', w') ist der Vektor der Windfluktuationen und $\bar{\rho}$ die Hintergrunddichte. Querstriche über dem Geschwindigkeitsvektor markieren eine Mittelung über einen Zeitraum. Gleichung (2.47) gilt unter der Annahme, dass der Impulsfluss während der Ausbreitung der Schwerewelle eine konservative Eigenschaft ist, also erhalten bleibt. Die Ausbreitung erfolgt damit ohne Dissipation durch die Atmosphäre, die sich nur vertikal ändert. Es wurde aber festgestellt, dass Nichtlinearitäten und Zeitabhängigkeiten allgemein verhindern, dass die durch die lineare, reibungsfreie Wellentheorie erwarteten Amplituden erreicht werden.

Da Radiosonden keine Messungen des Vertikalwinds und damit auch der vertikalen Windänderung w' bereitstellen, ist es nötig unter Anwendung einiger Annahmen die Bestimmung der vertikalen Impulsflüsse mittels der Temperaturfluktuationen zu berechnen. Zur Herleitung einer Beziehung zwischen der vertikalen Windfluktuation und der Temperaturfluktuation werden die Polarisationsgleichungen von Schwerewellen eingesetzt. Daraus ergeben sich dann die vertikalen Flüsse in folgender Weise (vergleiche z. B. Alexander et al., 2000; Gong et al., 2008):

$$F_{px}, F_{py} = \bar{\rho} \delta_- \left(-\frac{\hat{\omega} g}{N^2} \frac{\overline{u' T'_{+90}}}{T_0}, -\frac{\hat{\omega} g}{N^2} \frac{\overline{v' T'_{+90}}}{T_0} \right). \quad (2.49)$$

Dies erfolgt unter der Annahme, dass der Energietransport nach oben stattfindet. Der Parameter T'_{+90} ist die Phasenverschiebung um +90 Grad der Temperaturstörung T' . Der totale vertikale Fluss des horizontalen Impulses im Zusammenhang mit Schwerewellen ist

$$F_{ph} = \sqrt{F_{px}^2 + F_{py}^2}. \quad (2.50)$$

Da die meisten Beobachtungen nicht nur monochromatische Wellen enthalten, sondern eine Mischung aus quasi-monochromatischen Wellen, ist es von Vorteil, das Produkt aus intrinsischer Frequenz und der Gewichtungsfunktion $\hat{\omega} \cdot \delta_-$ durch einen spektralen Mittelwert $\bar{\omega}$ (Vincent und Alexander, 2000; Eckermann, 1996) zu ersetzen.

$$\bar{\omega} = N \frac{(p-1)}{(2-p)} \left(\frac{f}{N} \right)^{p-1} \left(1 - \left(\frac{f}{N} \right)^{2-p} \right) \quad \text{für } p \neq 2 \quad (2.51)$$

$$\bar{\omega} = -f \ln \left(\frac{f}{N} \right) \quad \text{für } p = 2 \quad (2.52)$$

Dieser spektrale Mittelwert reagiert sensibel auf eine Änderung von p . Die Wahl von p stellt sich damit als delikat heraus. Zur genaueren Untersuchung des Parameters wurde deswegen das mittlere Leistungsspektrum der Temperaturfluktuationen in der unteren Stratosphäre für die vier Zeitreihen in Prag (1997-2009), Mallorca (1998-2010), Cuneo Levaldigi (2006-2010) und Wien (2002-2010) berechnet. Abbildung 2.12 zeigt exemplarisch das Ergebnis für die Zeitreihe in Prag.

Der spektrale Parameter von $p = 5/3$, wie er für den Inertialbereich zu erwarten wäre (siehe z.B. Vincent et al., 1997; Wang et al., 2005) und wie er im Rahmen dieser Arbeit gewählt wurde, ist in Abbildung 2.12 durch eine schwarze Gerade dargestellt. Das Spektrum zeigt deutlich, dass eine einfache Definition des Parameters p nicht möglich ist, da das Spektrum in mindestens drei unterschiedliche Steigungsbereiche geteilt werden kann. Diese Steigungen ähneln sehr den Teilbereichen, die die Turbulenztheorie vorgibt (vergleiche Thrane, 1992). Eine detaillierte Betrachtung der einzelnen Steigungen der Teilspektren erfolgte mithilfe von

Regressionsrechnungen. Dabei wurden die Grenzen der Teilbereiche auch verschoben, um die Schwankungen der Steigungswerte zu erfassen. In Abbildung 2.12 ist eine Beispielkombination der Steigungen dargestellt. Die Werte betragen 0,7 (gepunktet), 1,5 (gestrichelt) und 3,1 (Strich-Punkt) für $S(\hat{\omega}) \sim \hat{\omega}^{-p}$ mit einem Mittelwert von 1,76. Neben der Tatsache, dass die verschiedenen Werte für p zwischen 1 und 2 variieren, besitzt p auch eine Unsicherheit ($p \pm \epsilon$), welche im Mittel 0,07 beträgt und besonders bei der Berechnung der Impulsflüsse wichtig ist. Des Weiteren wurde das Konfidenzniveau (95 %) der Leistungsspektren berechnet, welches durch die gestrichelte Linie in Abbildung 2.12 repräsentiert wird. Wird dieses Level auf die vertikalen Wellenlängen übertragen, so dürfen nur Wellenlängen größer als 1 km als signifikant erachtet werden.

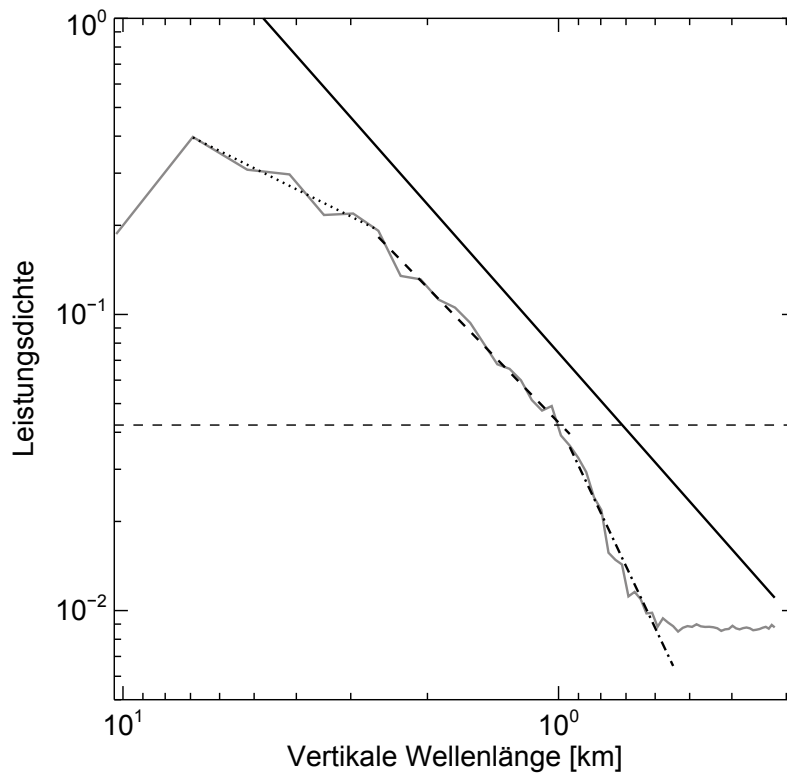


Abb. 2.12 – Mittleres Leistungsspektrum der Temperaturfluktuationen in Prag in der unteren Stratosphäre (schwarze Linie) mit drei angepassten Regressionsgeraden. Die Werte betragen 0,7 (gepunktet), 1,5 (gestrichelt) und 3,1 (Strich-Punkt) für $S(\hat{\omega}) \sim \hat{\omega}^{-p}$ mit einem Mittelwert von 1,76. Zum Vergleich wurde eine Gerade mit der Steigung $-5/3$ eingezeichnet (schwarze Gerade). Die gestrichelte horizontale Linie markiert das Signifikanzlevel von 95%.

Kapitel 3

Datengrundlage

Im Folgenden werden die drei Messtechniken und zugehörigen Datensätze vorgestellt, die als Grundlage für diese Arbeit dienen. Kapitel 3.1 beschäftigt sich mit der Datengewinnung durch Radiosonden, einer Messtechnik die zeitlich und vertikal hoch aufgelöste Messungen bis in die untere Stratosphäre liefert. Die darauf folgenden Kapitel befassen sich mit einem Infrarotspektrometer, welches Messungen in etwa 87 km Höhe durchführt (Mesopausenregion) und mit satellitenbasierten Messungen von Ozongesamtsäulen der Atmosphäre.

3.1 Radiosonden

3.1.1 Messtechnik

Radiosonden zählen zu den Messmethoden, die eine in-situ Messwertentnahme bieten. Radiosonden werden mithilfe eines Wetterballons, der mit einem Gas wie Helium oder Wasserstoff befüllt ist, in große Höhen getragen. Die tatsächlich erreichte Höhe ist unter anderem abhängig von der Füllmenge, dem Material und der Größe des Ballons sowie der vorherrschenden Temperatur in der Atmosphäre. Die typische Aufstiegeschwindigkeit liegt bei circa 5 m/s. Das Gerät „Radiosonde“ besteht aus einem Sendeteil (Radio-) und einem Teil mit Messfühlern (-sonde). Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau einer Vaisala Radiosonde vom Typ RS92-SGP mit den verschiedenen Messfühlern für Temperatur (3), Druck und relative Feuchte (1; auch als PTU-Sensoren bezeichnet, PTU = pressure, temperature, humidity), der Batterie (4), einer GPS (Global Positioning System)-Antenne (2) und der Antenne zur Übertragung der Daten an die Bodenstation (6). Der Druckmesser befindet sich innerhalb des Gehäuses. Der Feuchtesensor besteht aus zwei einzelnen Messfühlern. Dabei wird abwechselnd ein Fühler er-



Abb. 3.1 – Aufbau einer Vaisala RS92-SGP Radiosonde; 1: Feuchtesensor, 2: GPS-Antenne, 3: Temperatursensor, 4: Batterie, 5: Anschluss für Bodenstation, 6: Antenne; Quelle: Vaisala.

Tabelle 3.1 – Zusammenstellung der verwendeten Radiosondentypen und Ballonarten an den vier untersuchten europäischen Stationen

Station	Radiosondentyp	Ballonhersteller	Ballongröße
Prag (Tschechien)	Vaisala RS92-KL/	Totex	TX1200/
	Vaisala RS92-SGP	Cosmoprene	TA800 KKS800
Wien (Österreich)	Vaisala RS90-SGP/	Totex	TA800/
	Vaisala RS92-SGP		TA1200
Cuneo Levaldigi (Italien)	Vaisala RS92-KL	Totex	keine Angabe
Mallorca (Spanien)	Vaisala RS92-SGP	Totex	TA500

hitzt, um eine eventuelle Eisschicht um den Fühler abzuschmelzen, während der andere misst. Zusätzlich gehört zu einer Radiosonde ein Fallschirm, der entweder im Ballon integriert ist oder extra zwischen Sonde und Ballon angebracht wird. Er verhindert nach dem Platzen des Ballons, dass die Radiosonde eine zu große Geschwindigkeit erreicht und ermöglicht die unbeschadete Rückkehr der Radiosonde zum Erdboden. Neben den direkt gemessenen meteorologischen Parametern werden Windgeschwindigkeit und Windrichtung indirekt mithilfe der Standortbestimmung durch mindestens drei GPS-Navigationssatelliten berechnet. Für die Messungen der verwendeten Datensätze liegen unterschiedliche Radiosondentypen sowie unterschiedliche Ballongrößen zugrunde. Das hat sowohl Einfluss auf die maximal erreichten Höhen der Radiosonden als auch auf die zeitliche Auflösung und Qualität der Daten. In Tabelle 3.1 sind die verschiedenen Typen an Radiosonden und Ballonen zusammengefasst, die an den vier Stationen der zugrundeliegenden Daten verwendet wurden. Die Vaisala Radiosonde vom Typ RS92-KL hat für Temperatur, Druck und Feuchte die Messungenauigkeiten von $\sim 0,5$ K, $0,6 - 1,5$ hPa und 5% RH (relative Feuchte). Im Fall der RS92-SGP-Sonde liegt die Messgenauigkeit der drei Parameter bei $\sim 0,5$ K, $0,6 - 1$ hPa und 5% RH. Die horizontalen Windgeschwindigkeiten sowie die Windrichtung werden mit einer Genauigkeit kleiner $0,2$ m/s (RS92-SGP) bzw. $0,7$ m/s (RS92-KL) und 2° (RS92-SGP, RS92-KL) bestimmt.

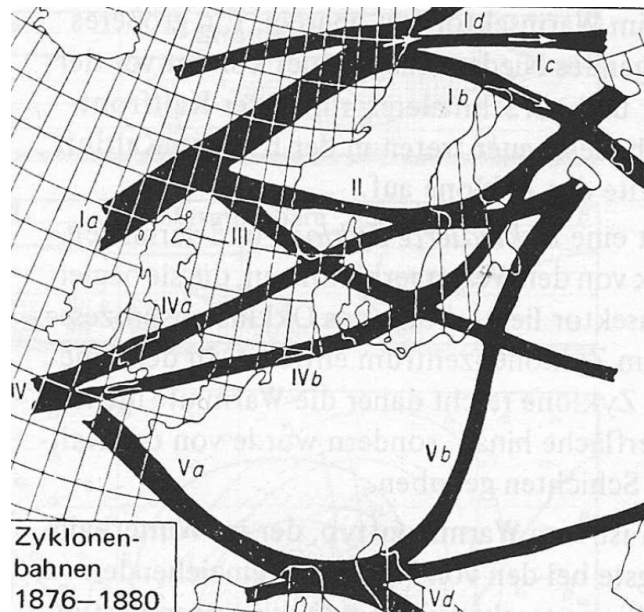
3.1.2 Datensätze

Für einige Analysen der Arbeit waren lange Zeitreihen von Radiosondenaufstiegen an verschiedenen europäischen Stationen nötig: Prag in Tschechien (Czech Hydrometeorological Institute, CHMI), Wien in Österreich (Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, ZAMG), Cuneo Levaldigi in Italien (Arpa Piemonte) und Palma de Mallorca in Spanien (Agência Estatal de Meteorologia, AEMET). Eine Zusammenfassung der Details zu den vier Zeitreihen liefert Tabelle 3.2. Die vier Stationen wurden so ausgewählt, dass die Standorte der Messungen entlang der typischen Vb-Zugbahn liegen (siehe Abb. 3.2). Zum einen wurde dazu mit Mallorca eine Station im Mittelmeer gewählt, wo sich die Vb-Zyklone mit Feuchtigkeit anreichern, zum anderen wurden mit Cuneo Levaldigi und Wien zwei Standorte ausgesucht, die sich unmittelbar am Alpenbogen befinden. Prag, die vierte Station, dient als Referenz für Messungen, die sich bereits außerhalb der typischen Zugbahn befinden, dennoch aber in seltenen Fällen durch die Ausläufer der Zyklone betroffen sein können.

Die längste Zeitreihe stammt vom Standort Prag. Sie umfasst einen Zeitraum von 13 Jahren

Tabelle 3.2 – Radiosondenstationen

Station	Koordinaten	Beginn	Ende	Aufstiege		Uhrzeit in UTC
				täglich	gesamt	
Prag (Tschechien)	50,01°N, 14,45°O	1997	2009	4	20456	0,6,12,18
Wien (Österreich)	48,25°N, 2,70°O	2002	2010	2	6241	0,12
Cuneo Levaldigi (Italien)	44,53°N, 7,62°O	2006	2010	2	2517	11,23
Mallorca (Spanien)	39,60°N, 16,36°O	1998	2010	2	6885	11,23

**Abb. 3.2** – Zugbahnen der Tiefdruckgebiete über Europa nach van Bebbber (1891)

(1997-2009). Während dieser Jahre sind nicht nur die Ballongroen bei den Radiosondaufstiegen variiert worden, sondern auch Ballone verschiedener Hersteller und verschiedene Typen an Radiosonden eingesetzt worden. Abbildung 3.3 zeigt die Aufstieghoen aller Radiosonden an der Station Prag zwischen dem 1. Januar 1997 und dem 31. Dezember 2009. Die schwarze Linie markiert dabei eine Hoe von 25 km, die für die Analysen als Grenzhoe definiert wird (siehe dazu auch Kap. 5.2). Das Bild spiegelt nicht nur eine jahreszeitliche Abhängigkeit der Aufstieghoe, sondern auch die Änderungen der Messtechnik wieder. Für den Zeitraum 1997 bis 1999 können keine Angaben gemacht werden. In den Jahren 2000 und 2001 sind sowohl Cosmoprene-Ballone vom Typ KKS800, als auch Totex TX800 zur Anwendung gekommen. In den darauffolgenden Jahren (2002-2003) sind zwar die gleichen Typen und Groen von Ballonen verwendet worden, allerdings ist das Verhältnis der verwendeten Anzahl der beiden Marken variiert worden. Die Änderung der Instrumentierung (persönl. Kommunikation mit CHMI) sowie die Abnahme der Temperatur in der Stratosphere können diese absinkende Hoe erklären. Im Jahr 2004 ist dann vollständig auf Ballone der Marke Totex umgestellt worden.

Die zweite vergleichsweise lange Zeitreihe stammt vom Standort Palma de Mallorca. Ihr Zeitraum umfasst ebenfalls 13 Jahre (1998-2010) in denen nur einmal die Ballongroe geändert worden ist. Zwischen 2003 und Mitte 2005 befindet sich eine Lücke in den Daten, die aufgrund von Datenformatierungsproblemen entstanden ist. Auerdem gibt es in den Jahren 2010 und

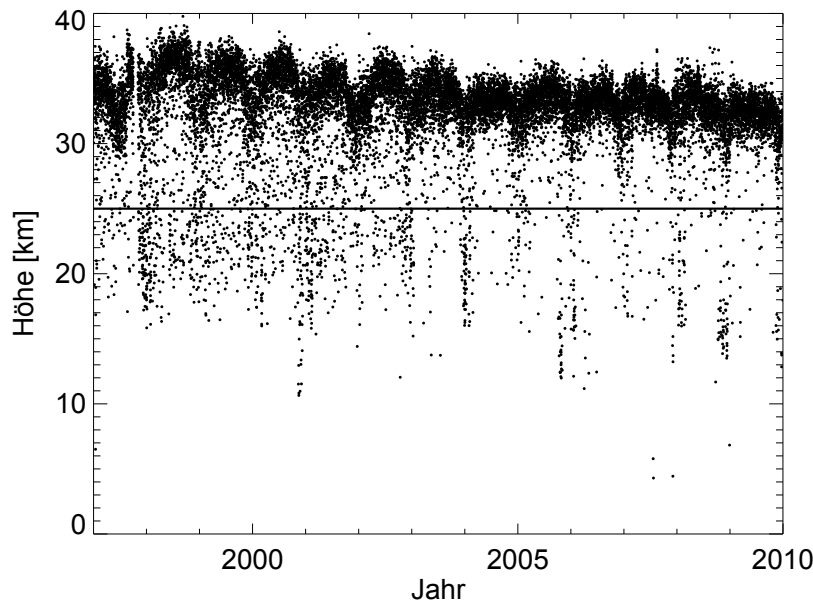


Abb. 3.3 – Aufstiegshöhen aller Radiosonden am Standort Prag zwischen dem 1. Januar 1997 und dem 31. Dezember 2009; die schwarze Linie markiert die Höhe von 25 km.

2011 einen Zeitraum, in dem die Datenübertragung aus technischen Gründen oft bereits in niedrigen Höhen (< 15 km) ausgesetzt hat. Resultierend daraus weisen die Analysen deutliche Datenlücken in diesem Zeitraum auf.

Die beiden anderen Datensätze aus dem italienischen Cuneo Levaldigi (eine Flughafen-Station) und dem österreichischen Wien, sind kürzer. Sie belaufen sich auf neun (Wien) und fünf Jahre (Cuneo Levaldigi), während denen es keine bemerkenswerten Probleme gegeben hat oder Änderungen vorgenommen worden sind.

3.1.3 Messkampagne CESAR

Vom 14. September 2011 bis 10. Januar 2012 wurde auf Mallorca eine Messkampagne vorgenommen, mit dem Zweck der Vermessung starker Sturmsysteme und Fronten. Die Kampagne wurde im Rahmen des Projektes CESAR durchgeführt. Während der Kampagne wurden am alten Flughafen von Palma de Mallorca in ausgewählten Zeitperioden mithilfe eines Autolaunchers¹ bis zu acht Radiosonden pro Tag gestartet. Die Routinestarts der Station Mallorca erfolgen täglich um 11 und 23 UTC. Die sechs Zusatzsonden verteilen sich jeweils auf die 12 Stunden dazwischen: um 2, 5, 8, 14, 17, und 20 UTC. Neben den Radiosonden kam ein zweites Messverfahren zur Anwendung: das Infrarotspektrometer GRIPS (siehe dazu auch Kap. 3.2). Die Kampagne teilt sich in sieben Messperioden verschiedener Länge. Die kürzeste Periode dauerte weniger als zwei Tage, die längste über vier Tage. Die Tabelle 1 im Anhang 6 zeigt eine detaillierte Aufstellung der einzelnen Sondierungen in den sieben Messperioden. Insgesamt

¹Ein Autolauncher ist ein voll automatisiertes System zum Start von Radiosonden. Das System bietet Platz für 24 Sonden, die über ein rotierendes System an die direkte Gaszufuhr angeschlossen werden, so dass der Ballon zu einer festgelegten Zeit befüllt wird.

wurden 143 Sonden von der mallorquinischen Station aus im Rahmen der Kampagne gestartet. Nachfolgend werden die sieben Perioden nur noch als P1 - P7 bezeichnet. Während P4 wurden statt der geplanten 13 Aufstiege aufgrund technischer Probleme nur 12 durchgeführt. In allen anderen Perioden waren sämtliche Aufstiege erfolgreich. Die Sondierungen wurden mit Vaisala RS92-SGP Radiosonden sowie TOTEX TA500 Ballonen ausgeführt. Die vertikale Aufstiegs geschwindigkeit der Sonden wurde dabei durch die Befüllung der Ballone auf circa 5 m/s festgelegt. Typischerweise erreichen Radiosonden unter diesen Rand- und meteorologischen Bedingungen Höhen zwischen 27 und 32 km. Die Daten werden in einer zeitlichen Auflösung von zwei Sekunden gemessen und abgespeichert. Das entspricht einer Höhenauflösung von circa 10 m. Die Daten der Messkampagne sind im Weltdatenzentrum (engl. „World Data Center for Remote Sensing of the Atmosphere“, WDC-RSAT) des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) archiviert (WDC-RSAT, [http : //wdc.dlr.de/ndmc](http://wdc.dlr.de/ndmc)).

Besondere Wettersituationen während der Kampagne

Medicane: P3-P4

Zwischen dem 2. und 4. November 2011 hat eine Kaltfront Mallorca von Nordwesten aus überquert, wobei sie in Zusammenhang mit der Entwicklung eines Nebentiefs über dem spanischen Festland auftrat. Während sich dieser Zyklon intensivierte, bewegte er sich in Richtung Mallorca, wobei das Zentrum des Tiefs mehr oder weniger einige Tage (4.-6.11.2011) stationär über Mallorca verweilte. Eine weitere Frontenaktivität in diesem Zeitraum ereignete sich am 5. November 2011. Anschließend bewegte sich das Zentrum des Zyklons weiter ostwärts und wurde zwischen dem 7. und 9. November 2011 als sogenannter Medicane klassifiziert, als mediterraner Hurrikan-ähnlicher Sturm. Es wurden in Zusammenhang damit Spitzengeschwindigkeiten von bis zu 46 m/s (Miglietta et al., 2013) gemessen. Ab dem Zeitpunkt, ab dem der Zyklon Windgeschwindigkeiten eines tropischen Sturmes erreichte², befand er sich bereits über dem Mittelmeer nahe der Küste von Italien. Aus diesem Grund liegen auch keine eigenen Messungen der Spitzengeschwindigkeiten vor. Abbildung 3.4 zeigt die Wettersituation vom 8. November 2011 um 0 UTC anhand der äquipotentiellen Temperatur in 850 hPa (bunte Contourflächen) sowie dem Bodendruck auf Meeresniveau (weiße Linien stellen Isobaren dar), abgeleitet aus ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts)-Daten. Deutlich erkennbar ist die Wirbelstruktur des Tiefdruckgebietes, dessen Zentrum zu diesem Zeitpunkt bereits über dem Mittelmeer östlich von Mallorca liegt.

Frontendurchzüge: P7

Periode P7 ist vom Durchzug zweier Kaltfronten charakterisiert. Am Abend des 15. Dezember 2011 erreichte eine schwache Kaltfront die Baleareninsel. Die zweite Front war Teil des europäischen Wintersturms Joachim, welcher große Schäden in Europa verursachte. Sie passierte Mallorca in der Nacht vom 16. auf den 17. Dezember 2011 und brachte zwei Konvektionslinien mit sich. Die Erste erreichte Mallorca fast gleichzeitig mit der Bodenfront, die zweite einige Stunden später. Abbildung 3.5 zeigt die Kaltfront über Südeuropa/Mittelmeer am 17.12. 0 UTC, dargestellt anhand der äquipotentiellen Temperatur (bunt) und dem Bodendruck auf Meeresniveau (weiß, Isobaren), abgeleitet aus ECMWF-Daten.

²Die Klassifizierung tropischer Stürme kann beispielsweise anhand der Saffir-Simpson-Skala (<http://www.nhc.noaa.gov/aboutsshws.php>) durchgeführt werden. Nach dieser Einteilung erreichte der Medicane Spitzengeschwindigkeiten, die ihn nach der Skala als Kategorie 2 einstufen würden.

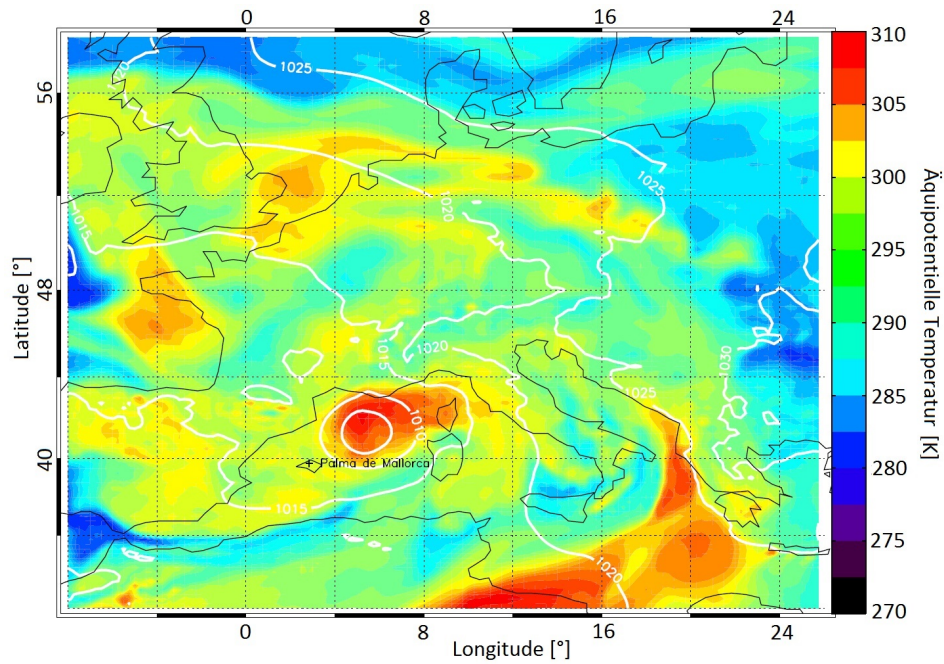


Abb. 3.4 – Medicane am 8.11.2011 0 UTC dargestellt anhand von äquipotentieller Temperatur (bunt) und Bodendruck (weiß, Isobaren) abgeleitet aus ECMWF-Daten.

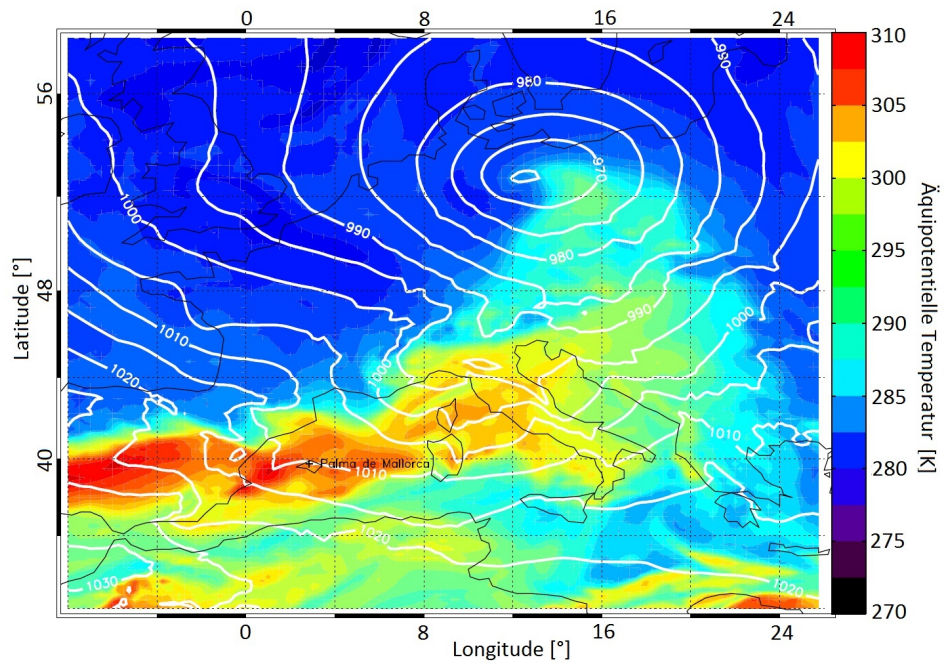


Abb. 3.5 – Kaltfront über Südeuropa/Mittelmeer am 17.12.2011 0 UTC dargestellt anhand von äquipotentieller Temperatur (bunt) und Bodendruck (weiß, Isobaren) abgeleitet aus ECMWF-Daten.

3.2 Infrarotspektrometer

Neben den Radiosondenmessungen werden Daten des bodengebundenen Infrarotspektrometers GRIPS-12 verwendet, welches für den Zeitraum der CESAR-Kampagne auf dem Dach des AEMET-Gebäudes in Palma de Mallorca installiert wurde. Das Instrument ist Teil des „Network for the Detection of Mesopause Change“ (NDMC), einem globalen Programm, das es sich zur Aufgabe gemacht hat, die internationale Kooperationen von wissenschaftlicher Forschungsgruppen, die die Mesopausenregion (80 - 100 km) untersuchen, zu fördern (<http://wdc.dlr.de/ndmc>).

Messprinzip

Für die Ableitung der OH*-Rotationstemperatur werden die drei Emissionen der Vibrationsübergänge der sogenannten OH*(3-1)-Bande während der Nacht erfasst. Anschließend wird durch ein geeignetes Verhältnis aus den drei Strahlungsintensitäten der P₁(2)-, P₁(3)- und P₁(4)-Übergänge die gaskinetische Temperatur in der Mesopausenregion (~ 87 km Höhe) abgeleitet (Meinel, 1950b). Abbildung 3.6 zeigt ein Beispiel für ein nächtliches Airglow-Spektrum (rote Linie) gemessen von GRIPS-6 in der Nacht vom 27. auf den 28. Dezember 2009 in Oberpfaffenhofen. Vertikale blaue Linien markieren die Vibrationsübergänge. Die schwarze durchgezogene Linie ist die angepasste Plancksche Kurve, durch die sich die Temperatur berechnet. Verschiebt sich beispielsweise eines der lokalen Maxima (kleiner blauer Pfeil), so wird eine andere Kurve angepasst und die abgeleitete Temperatur ändert sich ebenfalls. GRIPS-12 vermisst im nahen Infrarotbereich bei Wellenlängen zwischen $1,5 \mu\text{m}$ und $1,55 \mu\text{m}$. Dabei sind lediglich Messungen zwischen Sonnenunter- und Sonnenaufgang möglich. Des Weiteren kann die Qualität der Messungen deutlich durch den Wolkenbedeckungsgrad des Himmels sowie die Wolkendicke beeinflusst werden. Zieht Bewölkung durch das Gesichtsfeld, so werden die Messungen stark beeinträchtigt. Es können sehr große Schwankungen zwischen aufeinanderfolgenden Messwerten entstehen, was sich auch auf die Größe der Fehlerbalken auswirkt. Es ist aber auch möglich, dass gar kein Messwert angegeben werden kann. Das Gesichtsfeld der Instrumente wird durch den Öffnungswinkel der Apparatur und den Blickwinkel in die Atmosphäre bestimmt. Die zeitliche Auflösung der Messung eines Spektrums bei GRIPS-12 liegt bei 15 Sekunden.

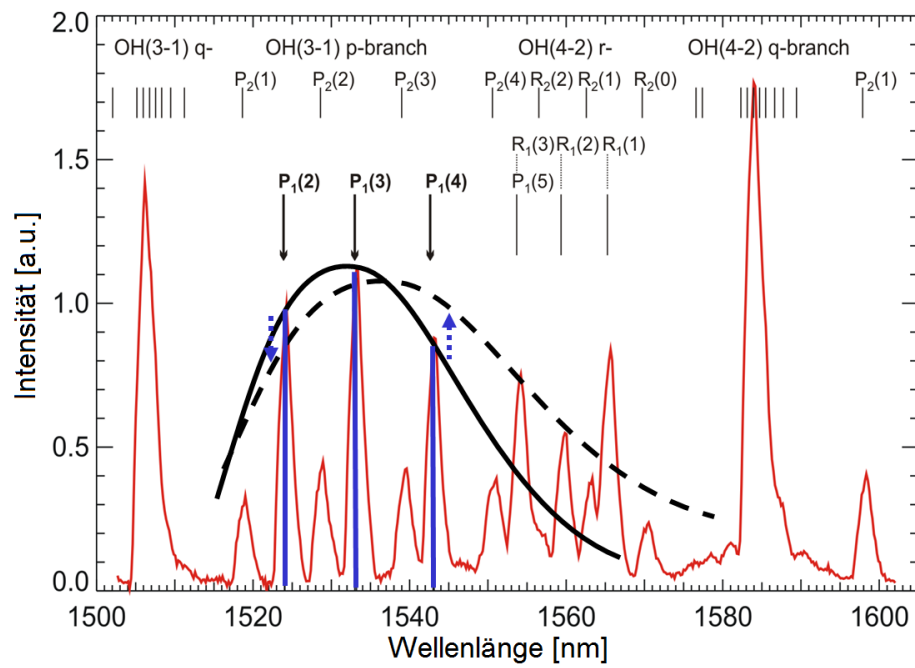


Abb. 3.6 – Schematische Darstellung zur Ableitung der Mesopausentemperatur. Ein Änderung der lokalen Maxima führt dabei zu einer Änderung der Temperatur (nach Schmidt et al., 2013).

Kapitel 4

Analysemethoden

4.1 Enttrending

Enttrending ist das statistische oder mathematische Vorgehen, um einen Trend von der Datenreihe zu trennen. Das Enttrending dient dabei oft dem Zweck die überlagerten Schwankungen zu entfernen.

Signaturen von Schwerewellen können in der Atmosphäre in den verschiedensten meteorologischen Parametern beobachtet werden. Die gesuchten Signaturen sind dabei einerseits durch ein atmosphärisches Rauschen überlagert, andererseits werden die Wellen selbst als eine Überlagerung eines Hintergrundfeldes verstanden. Vertikale Temperatur- und Windprofile, wie sie aus Radiosondenmessungen (siehe Kapitel 3.1) abgeleitet werden, enthalten neben Schwerewellensignaturen noch anders induzierte Fluktuationen. Die Ableitung von Schwerewellenparametern erfordert, dass die verschiedenen Fluktuationen auf geeignete Weise voneinander getrennt werden. Dazu wurde ein lineares Superpositionsprinzip der Schwerewellensignaturen in Temperatur, zonalem und meridionalem Wind (T', u', v') auf eine Hintergrundstruktur (T_0, u_0, v_0) angewendet (siehe z.B. auch Pfenninger et al., 1999; Zhang et al., 2012):

$$T = T_0 + T'. \quad (4.1)$$

Die Trennung der verschiedenen Anteile erfolgt durch die Anpassung und Subtraktion kubischer Splines (Bittner et al., 1994) mit einer vertikalen Auflösung von 100 m. Dabei ist die Anzahl der Stützstellen, auf denen die kubischen Splines beruhen, entscheidend für die Abbruch-Wellenlänge. Sie wurde im Rahmen dieser Arbeit auf 7 km festgelegt. Abbildung 4.1 zeigt ein vertikales Temperaturprofil der unteren 30 km der Atmosphäre, welches durch eine Radiosonde aufgezeichnet wurde (schwarze durchgezogene Linie). Die gestrichelte hinterlegte Kurve markiert das zugehörige abgeleitete Hintergrundtemperaturprofil. Die durch Subtraktion erhaltenen Residuen, welche die Schwerewellensignaturen repräsentieren, sind anhand der Strichpunktlinie dargestellt.

Da die Enttrending die Basis für die weiterführenden Analysen dieser Arbeit bildet, war eine kritische Bewertung dieses Verfahrens notwendig. Dazu wurde mithilfe der Monte-Carlo-Methode eine Fehlerabschätzung des Enttrendungsverfahrens durchgeführt. Im ersten Schritt des Verfahrens zur Fehlerbestimmung wurden zu 1208 simulierten Hintergrundprofilen jeweils drei per Zufallsgenerator bestimmte Wellen addiert. Die Wellen wurden dabei in einem vorgeschalteten Verfahren generiert: hierzu wurde ein Datensatz an Sinusschwingungen generiert. Dabei wurden 13 verschiedene Wellenlängen, acht unterschiedliche Phasen und fünf mögliche Amplitudenstartwerten sowie fünf Amplitudenanwachsraten kombiniert (entspricht 2600 unterschiedlichen Wellen). Die vertikale Auflösung der erhaltenen Temperaturprofile betrug dabei 100 m. Der Höhenbereich wurde einheitlich auf 0–27 km festgelegt.

Im zweiten Schritt des Tests wurde das oben beschriebene Enttrendungsverfahren angewendet. Die abschließende Fehlerberechnung erlaubte eine Bewertung der Analyse. Hierzu wurde zum einen der Fehler in Abhängigkeit der Höhe für jedes simulierte Profil gebildet, zum anderen wurde der mittlere Fehler für alle Profile berechnet. Der mittlere Fehler ergab sich zu 0,17 K und damit deutlich unterhalb der Messungenauigkeit der Radiosonden (0,5 K). Fehler, die durch die Enttrending verursacht werden, sind also im Mittel nicht von Fehlern, basierend auf der Messtechnik, zu unterscheiden.

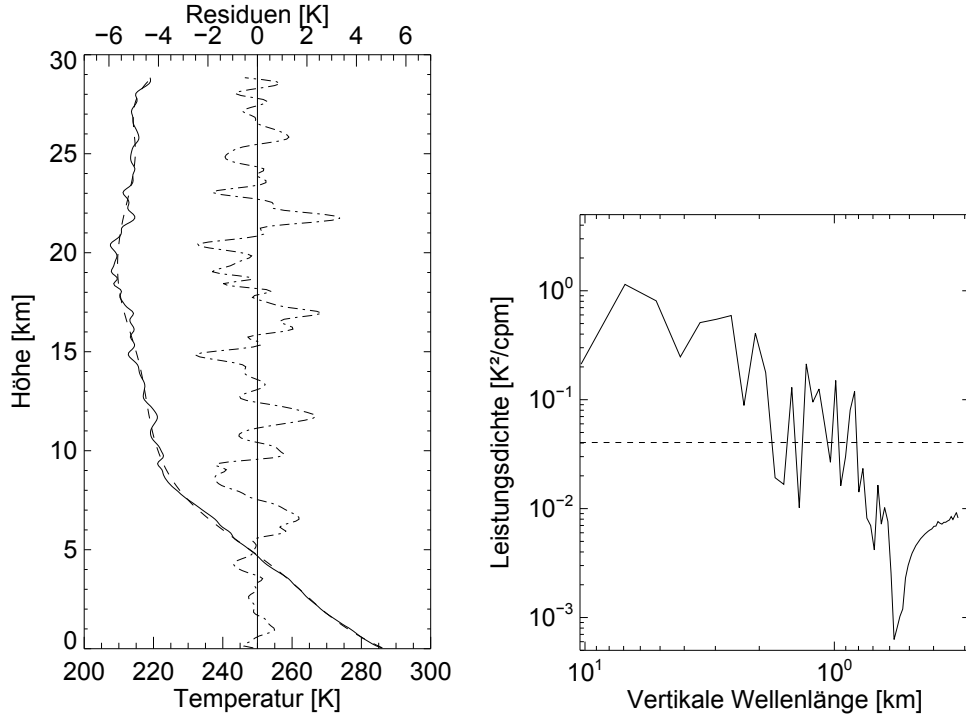


Abb. 4.1 – Links: Vertikales Temperaturprofil der unteren 30 km der Atmosphäre (durchgezogene Linie) mit zugehörigem Hintergrundtemperaturprofil (gestrichelte Linie) und den sich ergebenden Residuen (Strichpunktlinie). Die Radiosondenmessung erfolgte am 18. Dezember 2011 um 14 UTC auf Mallorca. Rechts: zugehöriges Leistungsspektrum einer Fast Fourier Transformation (FFT), das deutlich zeigt, dass mehr als eine Wellenlänge im Signal vorhanden ist.

Wie Abbildung 4.2 zeigt, wurde der durchschnittliche Fehler mit der Höhe als nicht konstant bestimmt. Die Gründe dafür sind neben Einschwingeffekten am unteren Rand der Profile vor allem ausgeprägte Änderungen im Temperaturverlauf, wie sie häufig um die Tropopause und gelegentlich im Bereich der unteren Troposphäre auftreten (sog. Inversionswetterlagen). Die Spline-Anpassung gestaltet sich an der Tropopause als schwierig. Dies kann sich auch auf die angrenzenden Höhenbereiche auswirken. Um den relativ starken Knick der Tropopause abzubilden, muss sich der Spline aufgrund seiner mathematischen Nebenbedingungen schon vor der Tropopause von den Messwerten entfernen. Während die Tropopause eher unterschätzt wird, überschätzt der Spline den Hintergrund zwischen 3 km und 7 km um maximal 1 K im Durchschnitt. Der Bereich der unteren Stratosphäre (17–25 km) weist grundsätzlich eine leichte Überschätzung der Temperaturen auf, die kleiner als 0,5 K sind und somit grundsätzlich vom Fehler der Radiosondenmessung selbst nicht mehr zu unterscheiden sind. Die Enttrending ist für die nachfolgenden Analysen somit hinreichend robust.

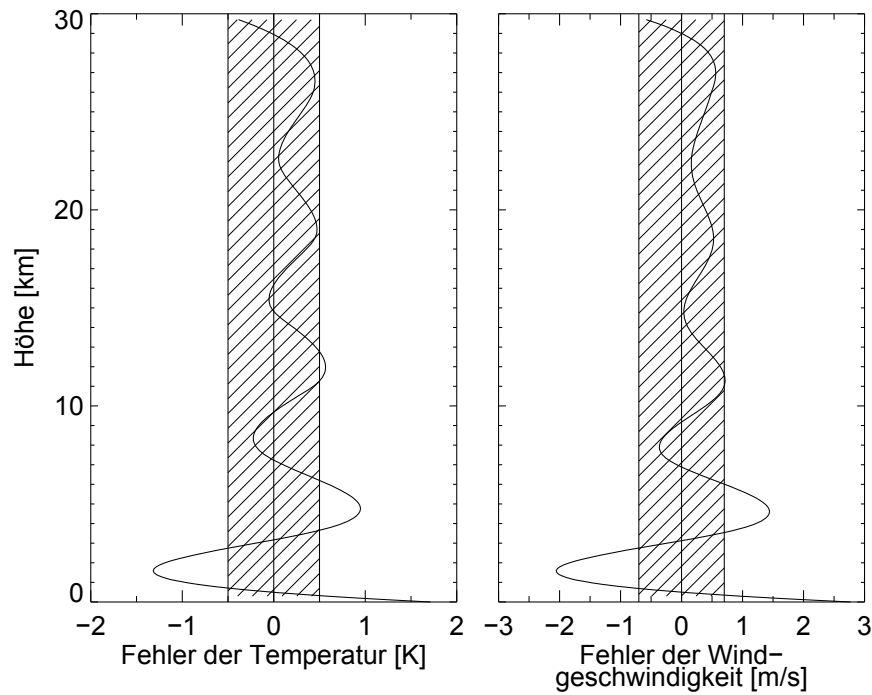


Abb. 4.2 – Mittlerer Fehler aller Testprofile in Abhängigkeit von der Höhe; links für die Temperatur in Kelvin, rechts für die Windgeschwindigkeit in m/s. Die schraffierten Bereiche markieren die Messungenauigkeit einer Radiosonde ($\pm 0,5$ K bzw. $0,7$ m/s). Die über alle Höhen gemittelten Fehler der Enttrending liegen bei beiden Parametern in diesen Unsicherheitsbereichen und sind damit von Fehlern aufgrund der Messungenauigkeit nicht zu unterscheiden.

4.2 Spektralanalysen

In diesem Abschnitt werden die hier eingesetzten Spektralanalysemethoden vorgestellt: die Fouriertransformation (FT), die harmonische Analyse (HA) und die Waveletanalyse.

4.2.1 Fouriertransformation

Eine reelle Funktion $f(x)$ soll mittels der Basisfunktionen $\cos(nx)$ und $\sin(nx)$, $n = 0, 1, \dots$ im quadratischen Mittel approximiert werden. Mit anderen Worten, die Ersatzfunktion $g_n(x)$ soll die Bedingung

$$\|g_n(x) - f(x)\|_2^2 := \int_{-\pi}^{\pi} (g_n(x) - f(x))^2 dx = \min \quad (4.2)$$

erfüllen, wenn $g_n(x)$ durch

$$g_n(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^n (a_k \cos(kx) + b_k \sin(kx)) \quad (4.3)$$

definiert ist. $g_n(x)$ bezeichnet das Fourier-Polynom, während die Koeffizienten a_k, b_k die gesuchten Werte repräsentieren.

Da die Berechnung der N Fourier-Koeffizienten $a_k, k = 0, N/2$ und $b_k, k = 0, N/2 - 1$ sehr aufwendig ist ($\mathcal{O}(N^2)$ Operationen), wurde ein weiterer Algorithmus entwickelt, der lediglich $\mathcal{O}(N \log_2(N))$ Operationen erfordert und als Fast Fourier Transformation (FFT) bezeichnet wird. Für den Fall einer großen Anzahl von Stützstellen bietet sich dieses Verfahren an.

Bei der Analyse physikalischer Daten können mit der (F)FT die im Signal enthaltenen Frequenzen und deren Leistung (das sog. „Powerspektrum“, wie es in Abbildung 2.12 bereits gezeigt wurde) bestimmt werden. Darüber hinaus erlaubt die FFT eine äußerst schnelle Durchführung wichtiger Operationen, z.B. der Faltung zweier Funktionen (die u.a. zum Tragen kommt, wenn ein Originalsignal x durch einen Detektor „verfälscht“ wird) sowie die Korrelation zweier Funktionen.

Die Fouriertransformation ist definiert durch:

$$\hat{F}(k') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(x) e^{-ik'x} dx \quad (\text{Vorwärtstransformation}) \quad (4.4)$$

$$\hat{f}(k') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{F}(k') e^{ik'x} dk' \quad (\text{Rückwärtstransformation}). \quad (4.5)$$

Eine Hintereinanderausführung der beiden Transformationen führt wieder zur Identität, also zum ursprünglichen Signal.

4.2.2 Harmonische Analyse

Bei der harmonischen Analyse wird eine Zeitreihe oder ein Höhenprofil mithilfe einer Linearkombination von Sinus- und Cosinus-Schwingungen und unter Anwendung der Methode kleinster Quadrate angepasst.

Es sei eine Signalreihe y_t mit den Werten y_1, \dots, y_N , die sich über einen Bereich T erstrecken. Die Werte müssen nicht äquidistant sein, sind aber in dieser Arbeit so vorliegend. Daraus bestimmt sich eine maximale Periodendauer von $\tau_{max} = 2T$ und eine Nyquist-Frequenz von $2d (= \tau_{min})$, wobei d den Abstand zwischen zwei Messwerten markiert. Anzupassende Periodendauern liegen folglich im Intervall $[\tau_{min}, \tau_{max}]$.

Im hier verwendeten Newton-Raphson-Verfahren (z.B. Stoer, 2005) wird stets zuerst die Anzahl der Stützstellen M für das Intervall festgelegt. Sie werden äquidistant gewählt, so dass sich die anzupassenden Periodendauern $T_j, j = 1, \dots, M + 2$ daraus ergeben. Diese Periodendauern T_j sind Teil der Menge $\Lambda = [\tau_{min}, \tau_{min} + \frac{\tau_{max} - \tau_{min}}{M+1}, \tau_{min} + 2\frac{\tau_{max} - \tau_{min}}{M+1}, \dots, \tau_{max}]$. Ihre optimalen Amplituden A_j^* sowie Phasen φ_j^* werden mithilfe von

$$\min_{A_i \in \mathbb{R}, \varphi_i \in \mathbb{R}} \sum_{l=1}^N \left| y_l - A_i \cos \left(\frac{2\pi}{T_j} (l-1)d - \varphi_i \right) \right|^2 \quad (4.6)$$

bestimmt. Die Güte der einzelnen Anpassungen mit der Periodendauer $T_j, j = 1, \dots, M + 2$ errechnet sich gemäß

$$YIS_j = 1 - \frac{\sigma_j^2}{\sigma^2} \quad \text{mit} \quad (4.7)$$

$$\sigma_j^2 = \sum_{l=1}^N \left(y_l - A_j^* \cos \left(\frac{2\pi}{T_j} (l-1)d - \varphi_j^* \right) \right)^2. \quad (4.8)$$

Dabei ist σ_j^2 die Summe der quadrierten Abweichungen zwischen den Messwerten und der angepassten Schwingung. Die Variable σ^2 ist die geschätzte Varianz der Signalreihe. Die maximale Güte beträgt damit 1, die minimale 0.

Die Schwingung mit der besten Übereinstimmung mit der Signalreihe wird schließlich ausgewählt. In einem weiteren Schritt wird dann eine feinere Unterteilung der Periodendauern vorgenommen, indem ein Intervall von Periodendauern um die im ersten Schritt ausgewählte Periodendauer gelegt wird. Dann wird erneut mithilfe der Methode kleinster Quadrate das gesamte Anpassungsverfahren für das neue kleinere Intervall wiederholt. Sind die optimalen Parameter (hier A_1^*, T_1^* und φ_1^*) bestimmt, so werden die Residuen berechnet:

$$res(l) = y_l - A_1^* \cos \left(\frac{2\pi}{T_1^*} (l-1)d - \varphi_1^* \right). \quad (4.9)$$

Dieser Schritt wird so lange erneut ausgeführt, bis die Verbesserung der Güte der Anpassung zwischen zwei Schritten einen vorgegebenen Grenzwert δ unterschreitet. Außerdem wird der gesamte Prozess so lange wiederholt bis die vorgegebene Anzahl an Schwingungen optimal angepasst wurde. Dieses Verfahren nennt sich Einzelschrittverfahren.

Beim sogenannten Gesamtschrittverfahren wird im Gegensatz dazu im j -ten Schritt nicht nur die j -te Schwingung optimal angepasst, sondern auch eine Korrektur der bereits bestimmten Schwingungen vorgenommen. Wie von Bittner et al. (1994) beschrieben wurde, ergibt sich daraus eine insgesamt bessere Anpassung und eine geringere Varianz. Aus diesem Grund wurde das Gesamtschrittverfahren auch für die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen eingesetzt.

4.2.3 Waveletanalyse

Wavelets (kleine Wellen) sind ursprünglich aus der Signal- und Bildverarbeitung einerseits und aus der klassischen harmonischen Analyse (als Weiterentwicklung der Fouriertransformation) entstanden. Mittlerweile reicht das Anwendungsspektrum bis zur adaptiven numerischen Simulationen von Problemen, die z.B. durch partielle Differentialgleichungen, Integralgleichungen oder Optimierungsaufgaben modelliert werden. Eine Zusammenfassung geophysikalischer Anwendungen haben z. B. (Foufoula-Georgiou und Kumar, 1995) gegeben, während (Daubechies, 1992) eine theoretische Betrachtung der Waveletanalyse beschrieben hat.

Die Waveletanalyse bietet gegenüber der HA den Vorteil, dass sie ein bildgebendes Verfahren ist. Sie kann dazu verwendet werden, Zeitreihen zu analysieren, die nicht-stationäre Energiedichten in verschiedenen Frequenzen enthalten (vgl. Daubechies, 1990). Bei dieser Analyse-methode wird auf eine variable Fensterfunktion zurückgegriffen, das sogenannte Mutter-Wavelet (engl. Mother-Wavelet). Das Wavelet ist wesentlich kürzer als die Zeitreihe und wird anhand von Dilatation und Translation an das jeweilig untersuchte Teilstück der Zeitreihe angepasst. Die Wavelet-Transformierte ist definiert als (nach Daubechies, 1992)

$$T(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot \Psi_{a,b} \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \quad (4.10)$$

wobei $x(t)$ die Zeitreihe und $\Psi(t)$ das Mutter-Wavelet mit dem Skalenparameter (Stauchung/Streckung entlang der Zeitachse = Dilatation) a und dem Verschiebeparameter b (entlang der Zeitachse = Translation) ist. $T(a, b)$ bezeichnet den Phasenraum.

Es gibt verschiedene Arten von Mother-Wavelets, die sich dadurch auszeichnen, die sowohl in positiver als auch in negativer Richtung gegen Null gehen. Die größte Variation bieten die Daubechies-Wavelets, die in verschiedenen Ordnungen vorliegen und damit die Anpassung an die Signatur erleichtern. Das sogenannte Morlet-Wavelet (siehe Abb. 4.3) wurde aufgrund seiner Symmetrie und Glattheit für die zugrundeliegenden Daten verwendet. Es ist definiert als:

$$\Psi(t) = \Pi^{-1/4} e^{i\omega_0 t} e^{-t^2/2} \quad (4.11)$$

mit der Frequenz ω_0 .

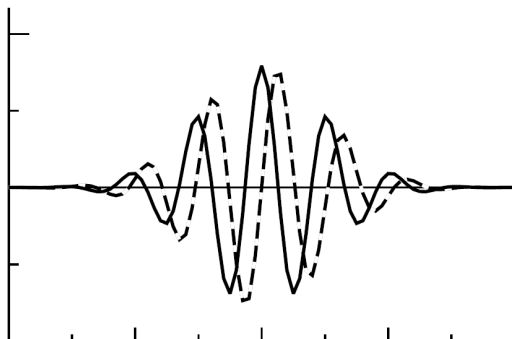


Abb. 4.3 – Morlet-Wavelet (aus Terrence und Compo, 1998), wobei die durchgezogene Linie den Realteil und die gestrichelte Linie den Imaginärteil des Wavelets in der Zeitdomäne markiert.

4.3 Ausbreitungsrichtungen von Schwerewellen

4.3.1 Hodographenanalyse

Zur Ableitung der Ausbreitungsrichtung von Schwerewellen und damit auch der transportierten Energie wurde die vertikale Änderung des horizontalen Windvektors (Hodograph) in einer ausgewählten Höhenregion untersucht (hier 17 - 25 km). Für eine hydrostatische monochromatische Schwerewelle können die horizontalen Windfluktuationen parallel zum Wellenzahlvektor \mathbf{k} (U') und senkrecht zum Wellenzahlvektor (V') mithilfe der Polarisationsgleichungen für Schwerewellen ausgedrückt werden:

$$U' = \operatorname{Re} \left[\frac{\hat{\omega} k A}{\sqrt{\hat{\omega}^2 - f^2}} \exp i(mz + \Phi_0) \right] \quad (4.12)$$

$$V' = \operatorname{Re} \left[\frac{-i f k A}{\sqrt{\hat{\omega}^2 - f^2}} \exp i(mz + \Phi_0) \right] \quad (4.13)$$

Das Verfahren, auch als Hodographenanalyse bekannt (vgl. Hirota und Niki, 1985; Wang et al., 2006), dient hier aber in erster Linie der Abschätzung der mittleren horizontalen Ausbreitungsrichtung sowie der vertikalen Ausbreitungsrichtung der Schwerewellen im gewählten Höhenbereich. Dazu werden die zonalen und meridionalen Windfluktuationen, welche sich durch das Enttrending der Windgeschwindigkeiten ergeben haben, gegeneinander aufgetragen. Der Schwerewellentheorie folgend ist eine Welle im zonalen und meridionalen Anteil des Windes mit einer Phasenverschiebung um 90° zu sehen. Weisen die beiden Anteile unterschiedliche Amplitude auf, so ergibt sich beim Auftragen des Hodographen eine Ellipse. Die Hauptachsen dieser Ellipse können u. a. zur Bestimmung der intrinsischen Frequenz der Welle verwendet werden. Das Verhältnis aus der Länge der Hauptachse zur Länge der Nebenachse ist gleichzusetzen mit dem Verhältnis aus intrinsischer Frequenz $\hat{\omega}$ zum Coriolisparameter f (siehe Abb. 4.4). Die Ausrichtung der Hauptachse in Bezug zur positiven x -Achse (entspricht dem positiven Anteil der zonalen Fluktuationen) wird als Ausbreitungsrichtung der Wellen interpretiert. Der Winkel der Ellipse kann aber nur mit einer 180° -Ungenauigkeit angegeben werden. Diese Unsicherheit wird mithilfe einer Beziehung zwischen der Windgeschwindigkeit parallel zur Hauptachse und der Temperaturfluktuationen bestimmt (siehe auch Hamilton, 1991; Vincent et al., 1997). Die Theorie besagt, dass die Wellen in der Windgeschwindigkeit und in der Temperatur mit einem Phasenversatz von 90° zu sehen sind. Das Vorzeichen, das sich aufgrund des Phasenversatzes bei einer Korrelationsuntersuchung der beiden Fluktuationen

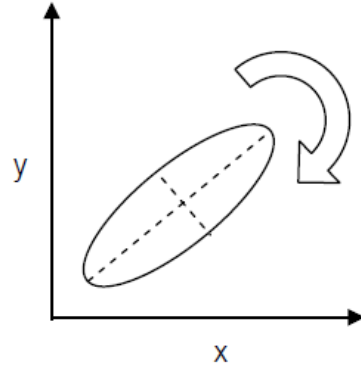


Abb. 4.4 – Prinzip der Hodographenanalyse; x entspricht der zonalen Geschwindigkeitskomponente, y der meridionalen. Der Pfeil zeigt den Drehsinn der Ellipse an, welcher mit der vertikalen Ausbreitungsrichtung der Welle in Zusammenhang steht. Die gestrichelten Linien markieren die Haupt- und Nebenachse der Ellipse.

ergibt, entscheidet dann darüber, ob der Winkel der Ellipse zwischen 0° und 180° oder zwischen 180° und 360° liegt. Ein negatives Vorzeichen bedeutet, dass 180° zum ursprünglichen Winkel addiert werden müssen. Wie bereits das Leistungsspektrum in Abbildung 2.12 gezeigt hat, überlagern sich in einem Höhenbereich im Allgemeinen mehrere Wellen. Dadurch ergeben sich im Hodograph keine Ellipsen (siehe Abb. 4.5 d). Mithilfe der Methode kleinster Quadrate wird dann eine Ellipse an die Windfluktuationen angepasst. Offensichtlich können allerdings mehr Ellipsen im Hodograph gefunden werden. In Teilabbildung e) wurden zwei Ellipsen per Hand eingezeichnet. Sie stellen zwei mögliche Wellen in Teilbereichen des dargestellten Höhenbereiches dar, eine im unteren Teil ($\sim 19 - 21$ km, gepunktete Ellipse) und eine im oberen Teil ($\sim 22 - 25$ km, gestrichelte Ellipse) des Atmosphärenabschnittes. Sie weisen außerdem unterschiedliche Orientierungen auf. Solch eine detaillierte Analyse haben Wüst und Bittner (2006) erfolgreich durchführen können, um nicht-lineare Welle-Welle-Wechselwirkungen (Triaden) zu untersuchen. Sind mehrere Wellen vorhanden, kann die Hodographenanalyse, bei der Anpassung einer einzigen Ellipse auf das gesamte Profil, lediglich eine statistische Abschätzung über die dominante horizontale Ausbreitungsrichtung des Wellenfeldes geben. Die Ableitung horizontaler Ausbreitungsrichtungen einzelner monochromatischer Wellen, wie es Wüst und Bittner (2006) umgesetzt haben, ist eine sehr zeitaufwendige und schwierige Methode, die nur auf kleine Datenmengen angewendet werden kann und im Rahmen dieser Arbeit nicht durchführbar war. Eine Fallstudie beruhend auf Abbildung 4.5 zeigte, dass sich eine dominante Richtung von 143° (der Winkel wird gegen den Uhrzeigersinn von Osten aus angegeben) ableiten lässt, während der Mittelwert der beiden Richtungen der einzelnen monochromatischen Wellen 155° ergibt. Außerdem spiegelt der Drehsinn der Ellipse mit der Höhe die Drehung des Windes mit der Höhe wieder und steht somit direkt für die vertikale Bewegungsrichtung der Wellen und damit für die Richtung des Energietransportes. Auf der Nordhalbkugel steht eine Drehung der Ellipse im Uhrzeigersinn für eine Aufwärtsbewegung (siehe Abb. 4.4).

4.3.2 Stokes-Parameter-Analyse

Neben der eben beschriebene Methode zur Abschätzung der horizontalen Ausbreitungsrichtung von Schwerewellen in der Atmosphäre gibt es ein zweites Verfahren, die sogenannte Stokes-Parameter-Analyse. Diese Technik wird allgemein verwendet, um den Polarisationsgrad¹ elektromagnetischer (EM) Wellen zu bestimmen. 1892 hat Stokes einen Satz von Parametern eingeführt, um die Polarisation von EM-Wellen zu beschreiben (für Details siehe z.B. Kyle, 1993). Analog dazu sind die sogenannten Stokes-Parameter durch Vincent und Fritts (1987) auf Schwerewellen übertragen worden.

Die horizontale Ausbreitung einer Welle hat eine x - und y -Komponente. Diese Komponenten weisen einen Phasenversatz zueinander auf. Der Polarisationszustand der Welle kann dann anhand der sogenannten Poincaré-Kugel dargestellt werden (siehe Abb. 4.6 links). Jeder Punkt P auf der Außenhülle der Kugel steht dabei für eine Welle, die vollständig polarisiert

¹Die Polarisation einer Transversalwelle beschreibt die Richtung ihrer Schwingung. Dabei ist eine linear polarisierte Welle in ihrer Richtung konstant, lediglich ihr Betrag und ihr Vorzeichen ändern sich periodisch. Zirkular polarisiert bedeutet dagegen, dass der Betrag der Auslenkung konstant bleibt, sich aber die Richtung innerhalb der senkrecht zum Wellenvektor stehenden Ebene ändert. Elliptisch polarisiert schließlich ist eine Mischform, die Auslenkung beschreibt eine Ellipse.

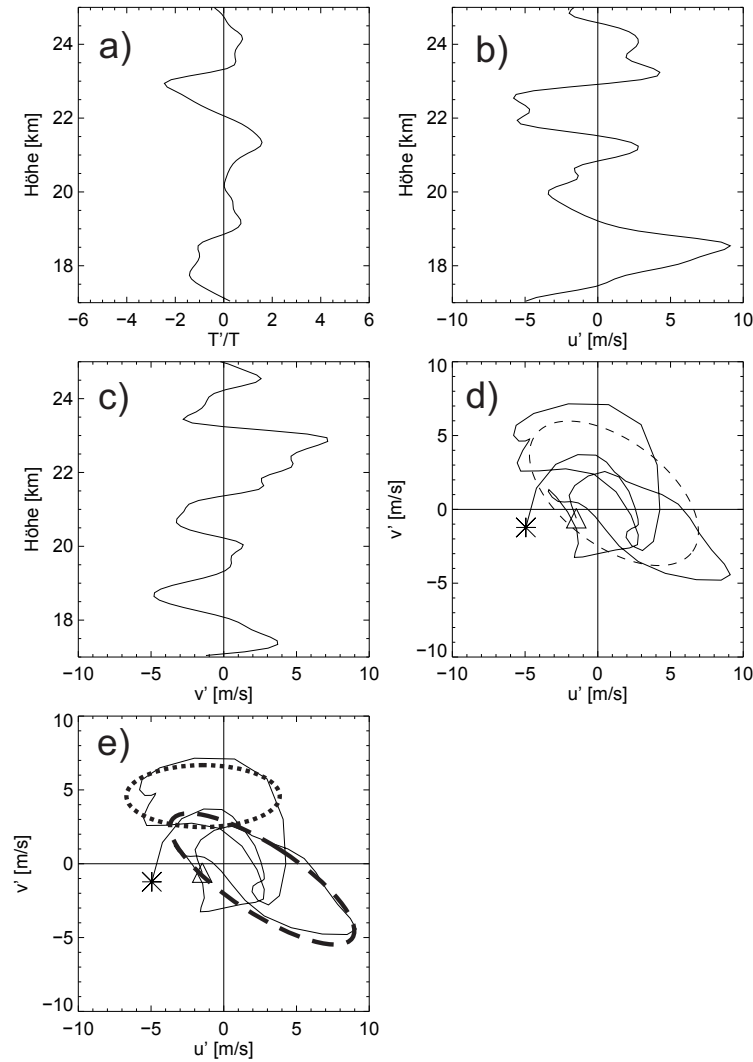


Abb. 4.5 – Normierte Temperatur- (a), die zonale (b) und meridionale (c) Windfluktuationen sowie der zugehörigen Hodograph (d,e) der Radiosondenmessung vom 17.12.2011 02 UTC der CESAR-Kampagne (RS-P7-21); beim Hodograph sind meridionale gegen zonale Windgeschwindigkeitsfluktuationen aufgetragen (durchgezogen); in d) ist die angepasste Ellipse (gestrichelt) überlagert, in e) sind zwei mögliche Ellipsen zweier Teilbereiche des Höhenabschnittes per Hand eingezeichnet; Gepunktete Ellipse für 19-21 km und gestrichelte Ellipse für den Bereich 22-25 km. Der Stern markiert den Wert an der Untergrenze des Bereichs, das Dreieck stellt die Obergrenze dar.

ist und über die Stokes-Parameter (S0-S3) beschrieben werden kann. Die Ausrichtung der Halbachse der Polarisationsellipse, welche sich durch Abbildung der Welle auf ein zweidimensionales Bild ergibt (siehe 4.6 rechts), dient dann ähnlich wie bei der Hodographenanalyse als Ausbreitungsrichtung. Auch bei dieser Analysemethode kann der Winkel nur mit einer 180° -Ungenauigkeit angegeben werden, welche wie in Kapitel 4.3.1 beschrieben gelöst werden kann. Die Methode wurde in verschiedenen Studien angewendet, um Schwerewellen in der

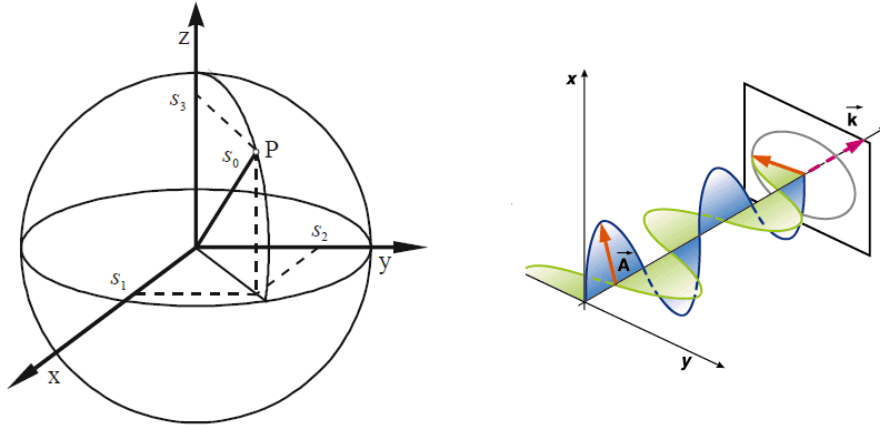


Abb. 4.6 – Links: Gezeigt ist die Poincaré-Kugel, bei der jeder Punkt P auf der Kugeloberfläche einen Polarisationszustand einer Welle angibt; S0-S3 sind die vier Stokes-Parameter, die den Punkt P vollständig beschreiben.

Quelle: <http://sundoc.bibliothek.uni-halle.de/diss-online/02/02H319/t4.pdf> (Download am 06.02.2013).

Rechts: Gezeigt ist die x- und y-Komponente einer Welle und die Polarisationsellipse die sich durch Abbildung vom Vektor A ergibt; der Vektor A ist der Auslenkungsvektor, dessen Endpunkt die Ellipse beschreibt.

Quelle: <https://elearning.physik.uni-frankfurt.de/data/FB13->

PhysikOnline/lm_data/lm_324/daten/kap_9/node11.htm (Download am 06.02.2013).

Mesosphäre und Stratosphäre zu untersuchen. Die Stokes-Parameter sind definiert als

$$I = \overline{u^2} + \overline{v^2}, \quad (4.14)$$

$$D = \overline{u^2} - \overline{v^2}, \quad (4.15)$$

$$P = \overline{2uv}, \quad (4.16)$$

$$Q = \overline{2u_{+90}v}, \quad (4.17)$$

und werden anhand der zonalen und meridionalen Windvektoren (u , v) berechnet. Querstriche repräsentieren die Mittelung über einen Höhenbereich. Die Variable u_{+90} ist die 90°-Phasenverschiebung von u . Der erste Parameter I ist proportional zur gesamten Strahlungsdichte des Wellenfeldes, während die anderen drei Parameter D , P und Q den Polarisationszustand der Welle beschreiben. Dabei gibt D die Abweichung von x - und y -Achse an, P ist der lineare und Q der zirkuläre Polarisationsparameter. Ist Q negativ, so liegt eine Drehung nach rechts vor, ist Q positiv, so erfolgt die Drehung nach links. Die Phasendifferenz zwischen Zonal- und Meridionalwind δ , die Orientierung der Hauptachse der Polarisationsellipse Θ und der Polarisationsgrad d sind gegeben durch

$$\delta = \arctan\left(\frac{Q}{P}\right), \quad (4.18)$$

$$\Theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{P}{D}\right), \quad (4.19)$$

$$d = \frac{\sqrt{(D^2 + P^2 + Q^2)}}{I}. \quad (4.20)$$

Dabei gilt $0 \leq d \leq 1$. Der Polarisationsgrad gibt das Verhältnis der Intensität des linear polarisierte Wellenanteils zur Gesamtintensität des aus unpolarisierten und linear polarisierten Anteilen wieder. Ein Wert von $d = 1$ beschreibt dabei eine vollständig polarisierte Welle, während $d = 0$ ein unpolarisiertes Wellenfeld widerspiegelt. Die Polarisationsellipse der Wellenbewegung entsteht durch eine Abbildung der Bewegung des Amplitudenvektors. Für die Analyse von Fluktuationsprofilen, die sich durch die Überlagerung mehrerer Wellen ergeben, ist eine Anwendung der Stokes-Parameter in der Fourier-Domäne vorhanden (siehe Vincent und Fritts, 1987). Eckermann und Vincent (1989) haben diese Möglichkeit untersucht und die entsprechende Technik entwickelt, um horizontale Ausbreitungsrichtungen von Schwerewellen zu bestimmen.

Rotationsspektrum

Ein einfacher Weg den Drehsinn der Windellipse zu bestimmen, ist die Berechnung des Rotationsspektrums der horizontalen Windfluktuationen (Vincent, 1984; Eckermann und Vincent, 1989). Auf der Nordhalbkugel ($f > 0$) haben Wellen, die Energie aufwärts verteilen, auf Grund des Coriolis-Effektes eine Drehung der Windellipse im Uhrzeigersinn (CW für engl. clockwise). Das heißt, dass eine Drehung gegen den Uhrzeigersinn (ACW für engl. anticlockwise) mit Energietransport nach unten identifiziert wird.

Der komplexe horizontale Windvektor sei gegeben durch die Gleichung:

$$r(z) = u'(z) + iv'(z). \quad (4.21)$$

Durch eine Fouriertransformation von $r(z)$ ergibt sich die fouriertransformierte Variable $\mathfrak{R}(m)$. Mithilfe dieser neu gewonnenen Variablen können sowohl das rechtsgerichtete $CW(m)$ - als auch das linksgerichtete $ACW(m)$ -Spektrum gebildet werden.

$$CW(m) = \frac{A}{2} \mathfrak{R}^*(-m) \mathfrak{R}(-m) \quad (4.22)$$

$$ACW(m) = \frac{A}{2} \mathfrak{R}^*(m) \mathfrak{R}(m) \quad (4.23)$$

Kapitel 5

Ergebnisse

Zunächst werden die Schwerewellensignaturen, welche mit der in Kapitel 4.1 beschriebenen Enttrendungsmethode aus Temperatur- und Windprofilen von Radiosondenaufstiegen vier europäischer Stationen (Prag, Wien, Cuneo Levaldigi, Mallorca) berechnet wurden, ausgewertet. Die vertikalen Wellenlängen sind dabei begrenzt auf den Bereich zwischen 200 m, begründet durch die Nyquist-Frequenz, und 7 km, was als Grenze für den betrachteten Höhenbereich ausgewählt wurde. Mithilfe der gewonnenen Schwerewellensignaturen werden Strukturparameter wie vertikale und horizontale Ausbreitungsrichtung, dominante vertikale Wellenlängen, potentielle und kinetische Energiedichten und vertikale Impulsflüsse untersucht. Die Parameter werden im Einzelnen diskutiert, speziell im Hinblick auf jahreszeitliche und stationsabhängige Unterschiede. Anschließend werden die Ergebnisse zur Untersuchung von Tiefdruckgebieten als Schwerewellenquelle sowie der CESAR-Messkampagne auf Mallorca vorgestellt.

5.1 Strukturparameter von Schwerewellen

5.1.1 Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen

Der Polarisationsgrad d der Fluktuationen, der sich mithilfe der Stokes-Parameter bestimmen lässt, wird für jedes Temperaturprofil einzeln berechnet, um zu gewährleisten, dass die Ableitung einer mittleren horizontalen Ausbreitungsrichtung für die einzelnen Wellenfelder möglich ist. Die meisten Werte für d sind größer als 0,5. Einzelheiten darüber sind den Tabelle 2 bis 5 im Anhang 6 zu entnehmen. Die Ergebnisse bedeuten, dass der Großteil der Wellenfelder eine Tendenz zur vollständigen Polarisierung aufweist.

Für die Sondierungen im Bereich der unteren Stratosphäre (hier 17 - 25 km) ergeben sich für d in Abhängigkeit von der Jahreszeit die mittleren Werte wie sie in Tabelle 5.1 aufgeführt sind. Der Polarisationsgrad aller vier Stationen ist im Sommer¹ größer als im Winter, wobei alle Werte im Mittel größer als 0,6 sind. Im Rahmen ihrer Unsicherheiten gilt $d > 0,5$. Der Wert von 0,6 wird in Prag im Sommer nur von 4 % aller Sondierungen unterschritten, während es im Winter rund 10 % sind. Für Mallorca liegen die Werte im Winter bei 8 % und im Sommer bei 5 %, für Wien sind es 11 % (Winter) und 3 % (Sommer) und für Cuneo Levaldigi 11 % (Winter) und 4 % (Sommer). Das heißt, dass speziell im Sommer ein signifikanter Anteil der Wellen polarisiert ist und das impliziert damit, dass eine Ableitung der intrinsischen Frequenz $\hat{\omega}$ durch das Achsenverhältnis der Hodographen-Ellipse sinnvoll ist. Des Weiteren ist damit auch eine Ableitung der mittleren horizontalen Ausbreitungsrichtung der Wellen im betrachteten Profil angebracht. Die horizontalen Ausbreitungsrichtungen werden mithilfe der in Kapitel 4.3 beschriebenen Hodographenanalyse sowie der Stokes-Parameter ermittelt. Die Ergebnisse für die horizontalen Ausbreitungsrichtungen werden in Abbildung 5.1 dargestellt. Es werden dabei zwölf Ausbreitungsrichtungen unterschieden, die jeweils einen Bereich von 30° abdecken. Abbildung 5.1 stellt die Häufigkeit der Ausbreitungsrichtungen in den Gesamtzeiträumen der vier Datenreihen dar, wobei

Tabelle 5.1 – Mittlerer Polarisationsgrad

	Sommer	Winter
Prag	$0,71 \pm 0,2$	$0,66 \pm 0,1$
Mallorca	$0,69 \pm 0,1$	$0,66 \pm 0,1$
Wien	$0,72 \pm 0,2$	$0,64 \pm 0,1$
Cuneo Levaldigi	$0,70 \pm 0,1$	$0,63 \pm 0,1$

¹Da die Analysen sich auf die untere Stratosphäre der Nordhalbkugel beziehen, wird die saisonale Betrachtung lediglich mithilfe der Jahreszeiten Sommer (April - September) und Winter (Oktober - März) durchgeführt.

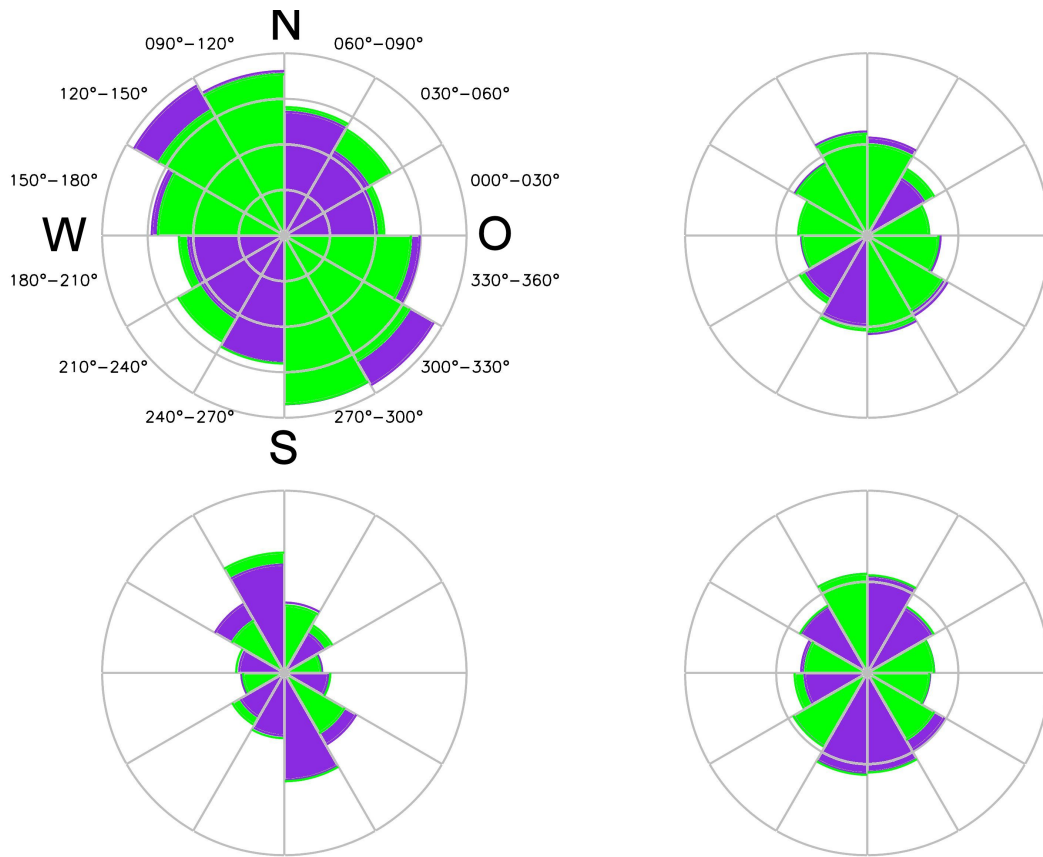


Abb. 5.1 – Horizontale Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen zwischen 17 und 25 km Höhe, in 30°-Abschnitte eingeteilt, wobei 0° mit Richtung Ost assoziiert wird und die Winkel gegen den Uhrzeigersinn zunehmen; graue Linien markieren 100er-Abstände; die Ergebnisse wurden mithilfe der Hodographenanalyse (lila) und mithilfe der Stokes-Parameter-Analyse (grün) erzielt, jeweils für die Stationen Prag (links oben; 1997 - 2009), Wien (rechts oben; 2002 - 2010), Cuneo Levaldigi (links unten; 2006 - 2010) und Mallorca (rechts unten; 1998 - 2010).

die Werte der Hodographenanalyse in Lila und die der Stokes-Parameter-Methode in Grün visualisiert sind. Die leichten Unterschiede in den Verteilungen der Richtungen liegen in den unterschiedlichen Methoden zur Berechnung der Ellipsen begründet. Zusammenfassend sind die bevorzugten Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen Nordwest und Südost ($90^\circ - 120^\circ$ und $270^\circ - 300^\circ$). Für Mallorca ergaben sich die Richtungen zwischen $60^\circ - 120^\circ$ und $240^\circ - 300^\circ$.

Durch eine Aufspaltung der Ausbreitungsrichtungen in die verschiedenen Monate werden nun jahreszeitliche Unterschiede untersucht (siehe im Anhang 6 Tab. 6 - 9). An den Standorten Prag und Wien breiten sich die Wellen im Sommer in alle Himmelsrichtungen relativ gleichmäßig aus. Im Winter liegen die vorherrschenden Richtungen aus Abbildung 5.1 vor. Die Ergebnisse für Mallorca weisen im Winter ebenfalls die Verteilung auf, die auch in Abb. 5.1 zu erkennen ist. In den Sommermonaten verschiebt sich das Muster um circa -30° . Die Hauptrichtungen liegen nun bei $\sim 60^\circ - 90^\circ$ und $\sim 240^\circ - 270^\circ$. Am Standort Cuneo Levaldigi

sind die vorherrschenden Richtungen über das ganze Jahr gleich ($90^\circ - 120^\circ$ und $270^\circ - 300^\circ$). Die vertikalen Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen werden mithilfe der Rotationsspektren sowohl für die Troposphäre, als auch für die Stratosphäre bestimmt. Abbildung 5.2 zeigt die prozentuale Häufigkeit der Wellen in der unteren Stratosphäre, die sich aufwärts oder abwärts bewegen, in Abhängigkeit vom Monat. Typischerweise breiten sich in der unteren Stratosphäre 60-80 % der Wellen aufwärts aus (Vincent et al., 1997). Auf der Nordhalbkugel bedeutet das, dass sich die Mehrheit der Windellipsen mit der Höhe im Uhrzeigersinn dreht. Abbildung 5.2 bestätigt dieses Verhalten im Falle der Stationen Prag, Wien und Cuneo Levaldigi. An der spanischen Station Palma den Mallorca ist das Verhältnis zwischen aufwärts und abwärts gerichtetem Energietransport fast ausgeglichen.

Eine gesonderte Betrachtung der Sommer- und Winterperiode zeigt, dass sich in Prag im Sommer rund 71 % und im Winter 63 % der Wellen nach oben ausbreiten. Für Wien liegen die Werte bei 62 % (Winter) und 73 % (Sommer), während für Mallorca die Werte von Auf- und Abwärtsbewegung sowohl im Sommer als auch im Winter ausgeglichen sind (Sommer: 52 %, Winter: 54 %). Bei der italienischen Station ist die Änderung zwischen den beiden Halbjahren klein, die Werte liegen aber mit 62 % im Winter und 65 % im Sommer deutlich über 50 %. Die Auswertung der Bewegungsrichtungen in der Troposphäre ergibt, dass etwa 50 %

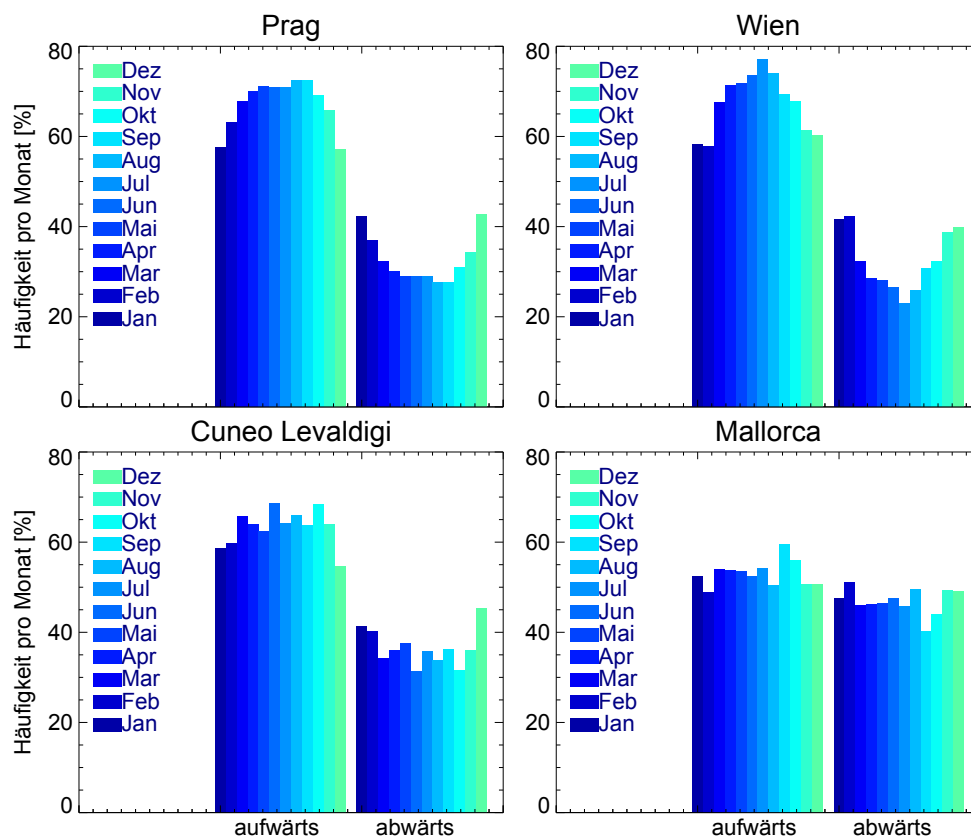


Abb. 5.2 – Histogramme der vertikalen Ausbreitungsrichtungen in der unteren Stratosphäre für die Stationen Prag (1997-2009), Wien (2002-2010), Cuneo (2006-2010) und Mallorca (1998-2010), aufgespalten nach Monaten.

der Wellen aufwärts und 50 % abwärts wandern. Das ist für alle vier Stationen gleich. Eine Betrachtung der geographischen Lage der vier Stationen gibt einen Hinweis darauf, dass sich mit abnehmender geographischer Breite die Häufigkeiten der Auf- und Abwärtsbewegungen angleichen und die jahreszeitliche Abhängigkeit schwächer wird. Ein Vergleich von Prag (50,0 °N) und Mallorca (39,6 °N) zeigt einen großen Unterschied in den Verteilungen. Wien weist trotz etwas niedrigerer geographischer Breite als Prag die deutlichsten Ausprägungen der beiden genannten Effekte auf.

5.1.2 Vertikale Wellenlängen

In diesem Abschnitt werden die dominanten vertikalen Wellenlängen der Schwerewellen in der unteren Stratosphäre untersucht. Dazu werden mithilfe der FFT spektrale Leistungsdichten aus den Temperaturfluktuationen abgeleitet und anschließend die dominanten Wellenlängen bestimmt. Es ergeben sich Wellenlängen zwischen 0 und 4 km. Abbildung 5.3 zeigt die monatlich gemittelten Werte der gefundenen Wellenlängen für die vier Standorte. An allen vier Stationen ähneln sich die mittleren dominanten vertikalen Wellenlängen sehr. Sie liegen zwischen 2 km und 3 km und nehmen im Laufe des Jahres leicht ab, um im Dezember dann wieder leicht zuzunehmen. Am Standort Mallorca sind die Unterschiede während des Jahres am größten, die Standardabweichung beträgt 0,2 km. An den anderen drei Stationen liegt sie bei 0,1 km. Im Januar beläuft sich die mittlere dominante Wellenlänge für Mallorca auf 2,7 km, während sie im November mit 2,1 km ihr Minimum hat. Unterschiede in Abhängigkeit vom Standort zeigen sich lediglich durch eine stärkere Variation der mittleren dominanten Wellenlänge für Mallorca im Vergleich zu den anderen drei Stationen. Die Analyse der Häufigkeiten der verschiedenen Wellenlängen in Abhängigkeit vom

Monat sind in den Tabelle 15 bis 18 im Anhang 6 zusammengefasst. Dabei sind die Häufigkeiten der Wellenlängen in Klassen eingeteilt, die jeweils einen 0,5 km Bereich abdecken. Es ergibt sich zwischen 2,5 und 3,0 km eine Lücke, als Folge des Berechnungsalgorithmus der FFT, da mit einer logarithmischen Aufteilung der Wellenzahlen gearbeitet wird. Diese Aufteilung führt zu einer höheren Auflösung im Bereich der kleineren Wellenlängen bzw. größeren Wellenzahlen. Ferner zeigen die Auswertungen, dass für den Bereich zwischen 2,5 und 3,5 km Wellenlänge eine leichte jahreszeitliche Abhängigkeit der Häufigkeit besteht. Es ergibt sich, dass besonders Wien und Prag im Sommer in der unteren Stratosphäre mit rund 82 % und 78 % einen sehr großen Teil der Wellen im betrachteten Wellenlängenbereich aufweisen. Im Winterhalbjahr dagegen sind es mit 77 % und 74 % rund 4-5 % weniger. Mallorca und Cuneo Levaldigi zeigen eine deutlich kleinere Änderung mit nur circa 1 % von Sommer zu Winter. In beiden Fällen liegt eine Änderung von 75 auf 74 % vor.

5.1.3 Kinetische und potentielle Energie

Abbildung 5.4 zeigt den mittleren Jahresgang der kinetischen (durchgezogene Linien) und potentiellen (gestrichelte Linien) Energiedichten in der Troposphäre (linke Spalte) und Stratosphäre (rechte Spalte) für die vier Messstandorte. Für Prag ergibt sich damit eine Zeitreihe im 6-Stunden-Abstand, für die anderen Stationen im 12-Stunden-Abstand. Die vier Jahresgänge ähneln sich sehr; in der Troposphäre überwiegt die potentielle Energie (gestrichelte Linien in

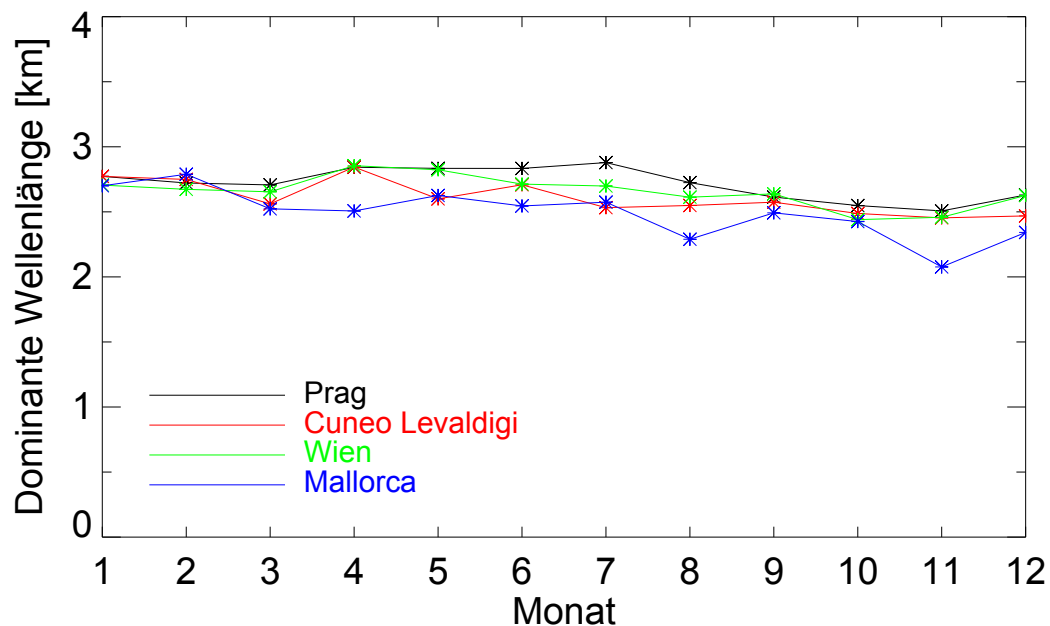


Abb. 5.3 – Mittlere dominante Wellenlängen in der unteren Stratosphäre zwischen 17 und 25 km Höhe in Abhängigkeit vom Monat und von der Messstation.

Abb. 5.4) mit einem mittleren Wert von circa 7 J/kg gegenüber der kinetischen Energiedichte mit einem Mittelwert von 3,5 J/kg. In der Stratosphäre dagegen ist die kinetische (durchgezogene Linien) Energiedichte größer. Des Weiteren ist die kinetische Energiedichte in der Stratosphäre circa doppelt so groß wie die potentielle (kin.: $\sim 5-6,5$ J/kg, pot.: $\sim 2,5-3$ J/kg) und variiert über das Jahr hinweg stärker. In der Troposphäre ist das Verhalten umgekehrt. Bei den Messreihen von Prag, Wien und Mallorca liegt eine saisonale Abhängigkeit vor, wobei die höheren Werte im Winter und die niedrigeren Werte im Sommer auftreten. Am Standort Cuneo Levaldigi liegt eine höhere Variabilität als bei den anderen Stationen vor. Außerdem unterscheiden sich die Werte der beiden Energiedichten in beiden atmosphärischen Schichten nicht so stark wie bei den anderen Messreihen. Ein Jahresgang der Energiedichten ist in Cuneo Levaldigi aufgrund der hohen Variabilität nicht klar zu erkennen. Durch eine monatliche Mittelung der totalen Energiedichten über alle Jahre wird der jahreszeitliche Verlauf auch für Cuneo Levaldigi deutlich (siehe Abb. 5.5). Die Monatsmittelwerte überschreiten im Allgemeinen den Wert von 13 J/kg nicht. Die wenigen größeren Werte finden sich in der Troposphäre und beschränken sich auf die Stationen Wien und Cuneo Levaldigi. Im Wesentlichen zeigt Abbildung 5.5, dass der Jahresgang der Troposphäre sein Minimum vorwiegend am Ende des Sommers bzw. zu Beginn des Herbstes hat (August - September). In der Stratosphäre dagegen weist der Jahresgang der totalen Energiedichte ein relativ symmetrisches Verhalten um die Mitte des Jahres für alle vier Stationen auf. In der Troposphäre sind die Werte stets höher als in der unteren Stratosphäre.

Für die Station Prag wird außerdem eine Aufspaltung der monatlichen Mittelwerte in die einzelnen Jahre vorgenommen, um zu untersuchen, ob es Unterschiede in den einzelnen Jahresgängen gibt (siehe Abb. 5.6). Die Übergänge zwischen Sommer und Winter werden dabei

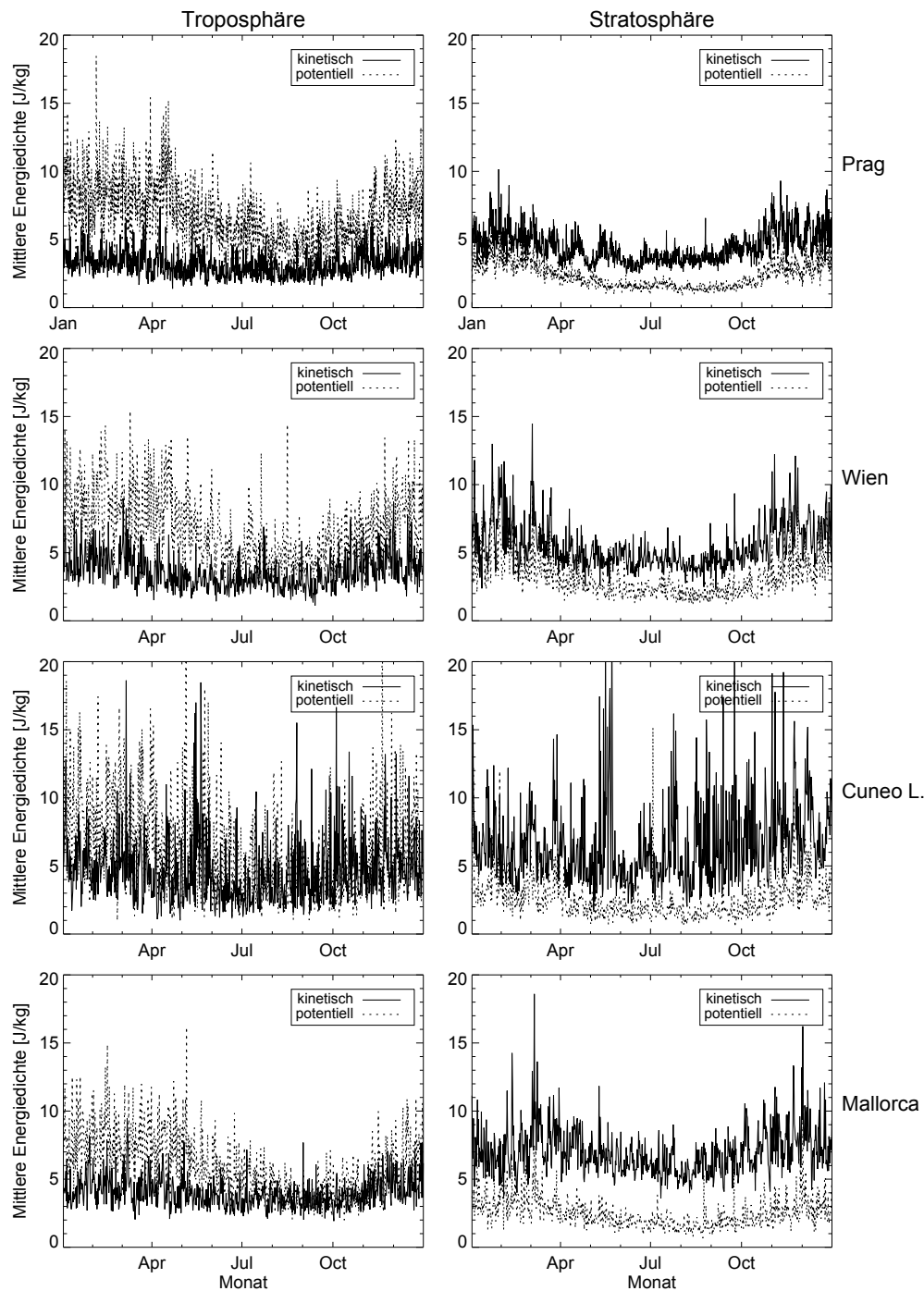


Abb. 5.4 – Mittlerer Jahresgang der kinetischen (durchgezogene Linie) und potentiellen (gestrichelte Linie) Energiedichte in der Troposphäre zwischen 2 und 8 km Höhe (links) und unteren Stratosphäre zwischen 17 und 25 km Höhe (rechts), gemittelt über den gesamten Zeitbereich der jeweiligen Station. 1. Reihe Prag, 2. Reihe Mallorca, 3. Reihe Cuneo Levaldigi, 4. Reihe Wien.

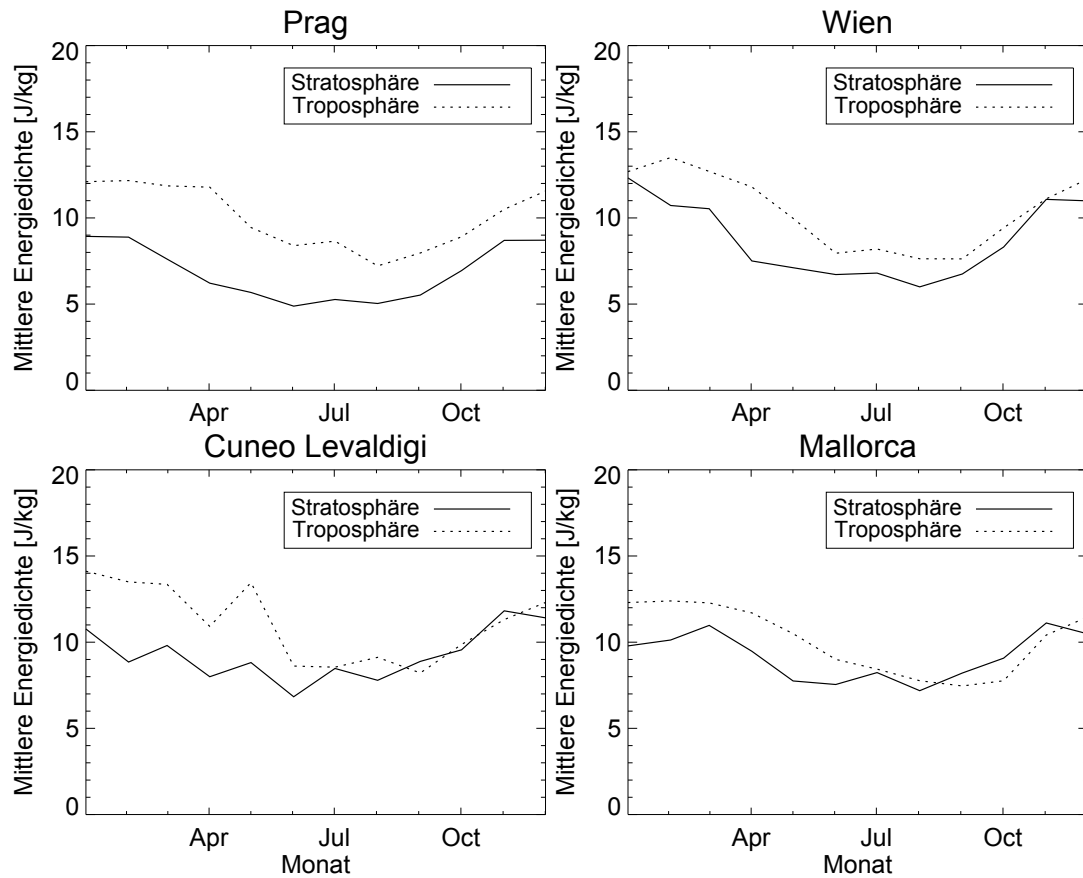


Abb. 5.5 – Mittlerer Jahresgang der totalen Energiedichten ($E_k + E_p$) in Troposphäre (gestrichelte Linie) und Stratosphäre (durchgezogene Linie) für Prag (oben links), Wien (oben rechts), Cuneo Levaldigi (unten links) und Mallorca (unten rechts).

mithilfe vertikaler Strichpunktlinien dargestellt. Der absolute Mittelwert der totalen Energiedichte über alle Jahre wird durch die gestrichelte horizontale Linie repräsentiert. Aus der Abbildung geht hervor, dass der Jahresgang nicht in jedem Jahr gleich stark ausgeprägt ist, der Mittelwert grundsätzlich aber in den Wintermonaten überschritten wird. Im Wesentlichen fallen zwei Jahre ins Auge. Das ist zum einen 1997, bei dem die drei Monate am Ende des Jahres kein deutliches Maximum des Jahresverlaufs darstellen. Zum anderen handelt es sich dabei um das Jahr 2009, bei dem unterdurchschnittliche Werte in den ersten drei Monaten des Jahres zu finden sind.

Abschließend wurde für Prag ebenfalls eine Untersuchung vorgenommen, ob die unterschiedlichen Tageszeitpunkte der Radiosondenaufstiege (vier pro Tag um 0, 6, 12, und 18 UTC) Einfluss auf die Höhe der Energiedichte in der Stratosphäre haben (siehe Abb. 5.7). Es sind keine nennenswerten Unterschiede zwischen den vier Tageszeiten erkennbar.

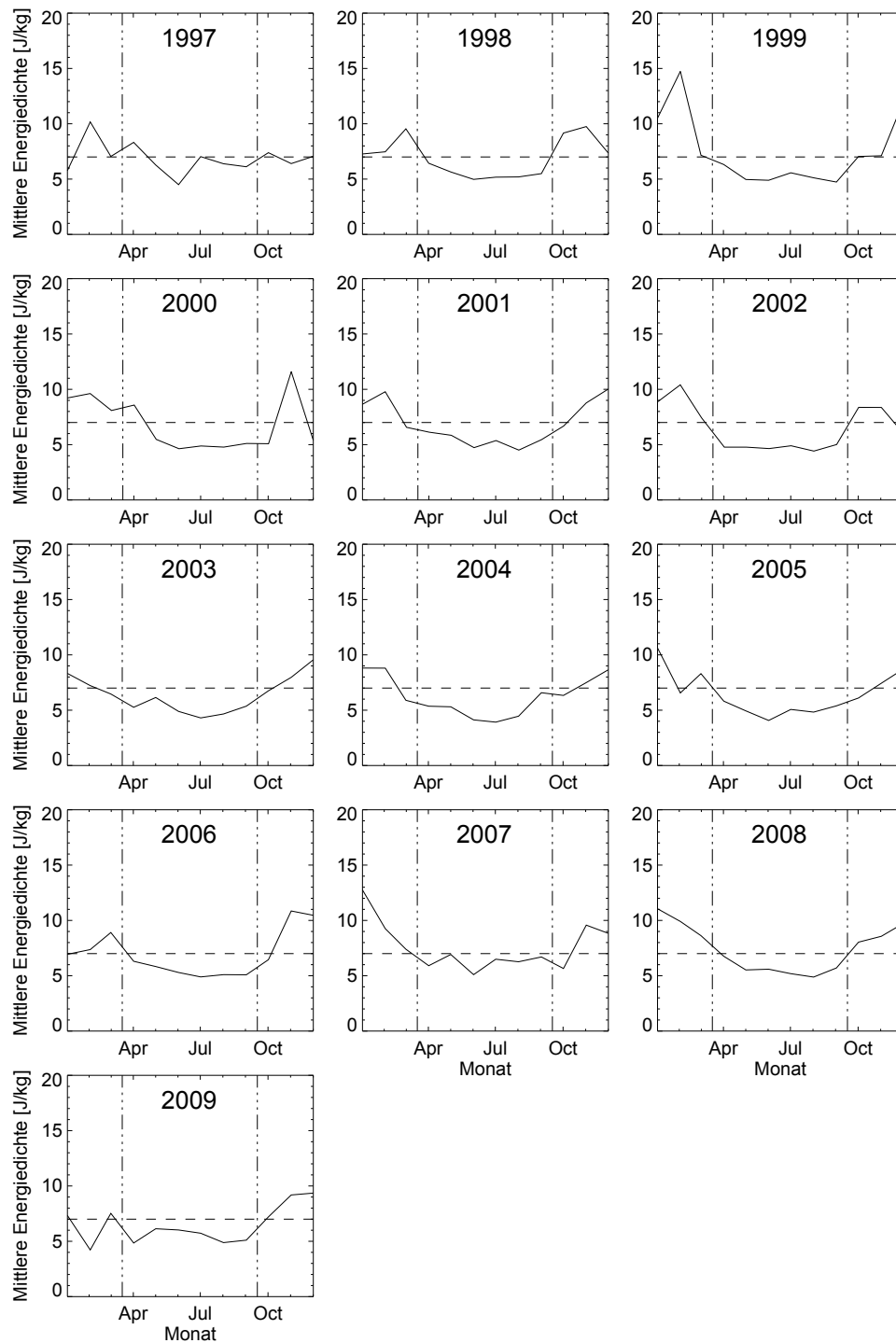


Abb. 5.6 – Monatsmittel der Energiedichten in der unteren Stratosphäre (durchgezogene Linie) über Prag für die Jahre 1997-2009; Strichpunktlinien markieren Beginn und Ende der Sommermonate, während die horizontale gestrichelte Linie den absoluten Mittelwert der Energie repräsentiert.

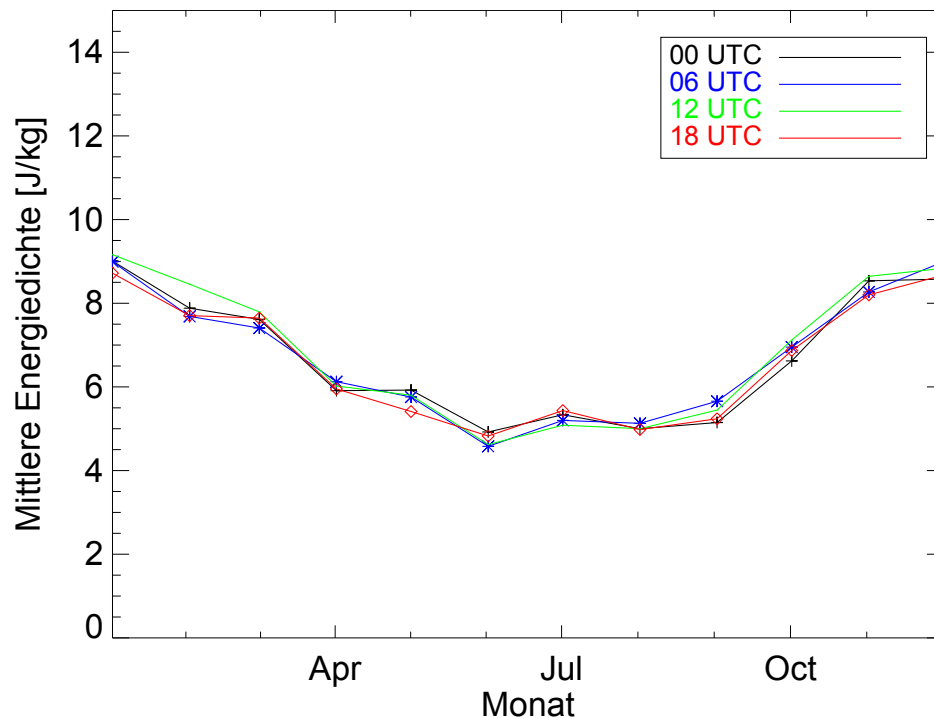


Abb. 5.7 – Mittlerer Jahresgang der Energiedichten über Prag nach Tageszeit sortiert; in Schwarz sind die Aufstiege um 0 UTC, in Blau die um 6 UTC, in Grün die um 12 UTC und in Rot die um 18 UTC.

5.1.4 Vertikaler Impulsfluss durch Schwerewellen

Im Folgenden werden die vertikalen Flüsse der horizontalen Impulse ausgewertet. Die Flüsse breiten sich entsprechend der Definition (siehe Kapitel 2.2.2 Gleichung 2.49) nach oben aus. Abbildung 5.8 zeigt die Impulsflüsse (jeweils gemittelt über einen Tag) in Abhängigkeit von Zeit und Höhe für Prag (oben links), Wien (oben rechts), Cuneo Levaldigi (unten links) und Mallorca (unten rechts) für den Höhenbereich von 17 bis 25 km. Weiße Bereiche markieren Zeiträume, in denen entweder keine Messungen vorliegen oder die Radiosonden nicht die 25 km-Grenze passiert haben und somit aus den Analysen ausgeschlossen wurden.

Die Prag-Zeitreihe hat die beste zeitlichen und vertikale Abdeckung. Die Messungen von Mallorca weisen dagegen große Datenlücken auf, was eine Interpretation der Ergebnisse in diesem Fall deutlich erschwert. Ein Vergleich der Konturflächen aller vier Stationen stellt eine klare jahreszeitliche Abhängigkeit der Stärke der Impulsflüsse heraus. Die maximalen Werte liegen dabei im Winter, während im Sommer deutlich niedrigere Werte vorherrschen. Prag und Mallorca zeigen in den Jahren 2007 und 2008 eine stärkere Ausprägung der Impulsflüsse als in den Jahren davor und danach. An der Station Cuneo Levaldigi sind die Maximalwerte in sämtlichen Jahren recht ähnlich. Die Station Wien zeigt in den Jahren 2002, 2004 sowie 2007 und 2008 deutlich erhöhte Impulsflüsse.

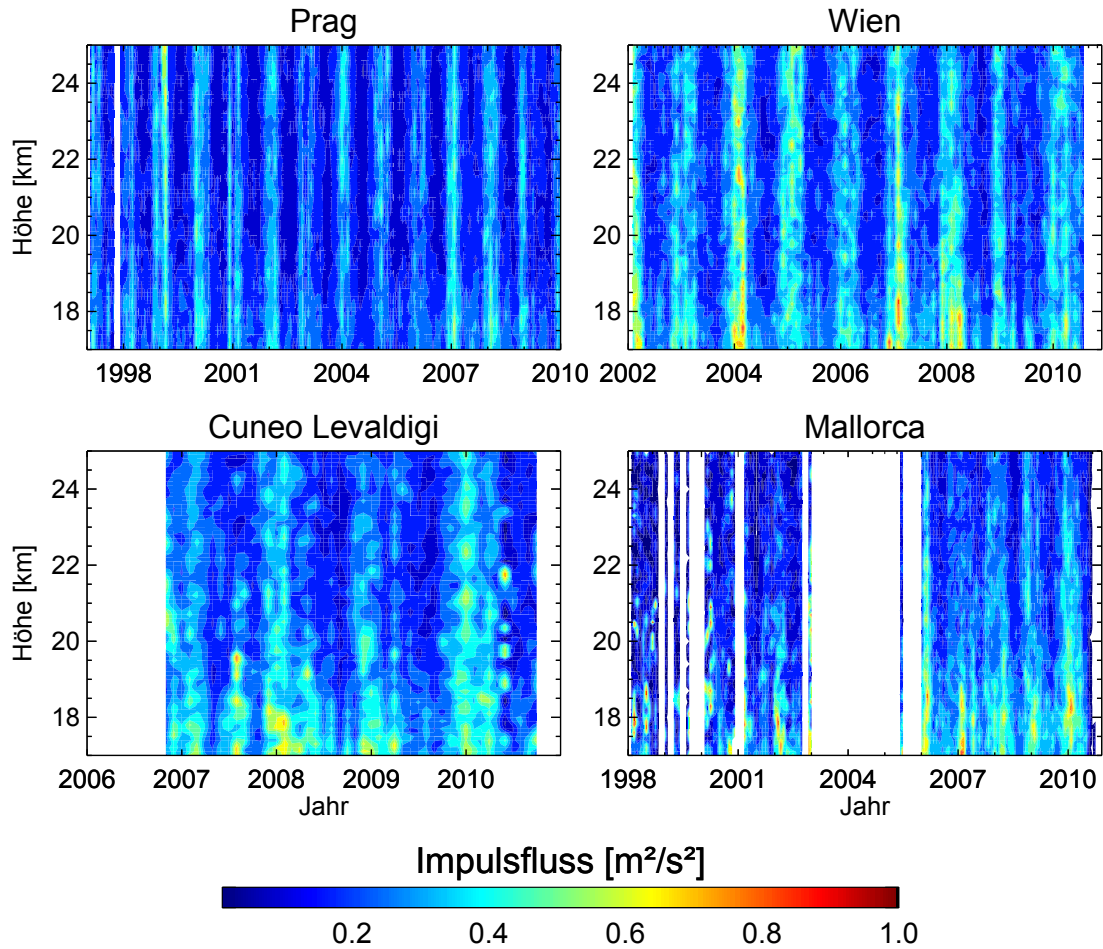


Abb. 5.8 – Konturflächen der totalen vertikalen Impulsflüsse zwischen 17 und 25 km Höhe für die Stationen Prag (oben links), Wien (oben rechts), Cuneo Levaldigi (unten links) und Mallorca (unten rechts), beruhend auf Tagesmittelwerten der entsprechenden Zeitreihen.

5.1.5 Diskussion der Ergebnisse

Die Bestimmung der Polarisationsgrade der Fluktuationen verdeutlicht, ob eine Ableitung der mittleren Ausbreitungsrichtung sinnvoll erscheint. Dies kann bestätigt werden, da der mittlere Polarisationsgrad an allen vier Stationen sowohl im Sommer als auch im Winter auch im Rahmen der Ungenauigkeiten über 0,5 liegt und damit eine Tendenz zu vollständig polarisierten Wellenstrukturen aufweist. Eine Ableitung der mittleren intrinsischen Frequenz für die betrachteten Wellenfelder ist ebenfalls gewährleistet.

Die Berechnung der mittleren horizontalen Ausbreitungsrichtungen beruht auf den Verfahren der Hodographen- und der Stokes-Parameter-Analyse. In beiden Fällen werden dazu die Windfluktuationen eingesetzt. Neben den dem Verfahren selbst anhaftenden Unsicherheiten müssen also bei einer Interpretation der Ergebnisse auch stets die Messungenauigkeiten der Radiosonde miteinbezogen werden. Zudem unterscheiden sich die beiden Methoden zur Ableitung der horizontalen Ausbreitungsrichtungen in ihrer Berechnung. Bei der Hodographenanalyse wird eine Ellipse an die horizontalen Windfluktuationen angepasst. Enthalten die

Windfluktuationen eine monochromatische Welle, ist die Ableitung der Wellenperiode und Ausbreitungsrichtung sehr genau möglich. Im Fall einer Superposition mehrerer Wellen, die sich teilweise nach oben und teilweise nach unten ausbreiten, ist der Fehler der Analyse am größten (z. B. Lue und Kuo, 2012). Eine Aufspaltung der Daten, in Anteile mit sich aufwärts ausbreitenden Wellen und sich abwärts ausbreitenden Wellen wäre nötig, um die einzelnen Hodographen voneinander zu trennen (vgl. z. B. Wüst und Bittner, 2006). Aufgrund der großen Datenmengen ist es nicht möglich diesen Analyseschritt in dieser Arbeit umzusetzen. Die Stokes-Parameter-Analyse weist zusätzlich Probleme auf, wenn der Phasenunterschied zwischen Temperatur und horizontaler Geschwindigkeit entlang der Ausbreitungsrichtung nahe 0° bzw. $180^\circ \pm 20^\circ$ liegt (siehe z. B. auch Moffat-Griffin et al., 2011). Beide Methoden der Ableitung bieten damit nur eine schnelle und einfache Möglichkeit mittlere Ausbreitungsrichtungen für ein Wellenfeld zu berechnen. Die Unterschiede in den horizontalen Ausbreitungsrichtungen, die durch die beiden Verfahren entstehen, zeigen sich besonders deutlich in den Daten von Prag, da dieser Standort über die größte Anzahl an Radiosondenprofilen verfügt. Die Ergebnisse stellen heraus, dass die bevorzugten horizontalen Ausbreitungsrichtungen der Wellen in Zusammenhang mit den Hauptwindrichtungen an den Messstationen sowie den nahegelegenen Gebirgszügen wie dem Alpenbogen (Wien, Cuneo Levaldigi) oder der Serra Tramuntana auf Mallorca stehen. Die Hauptwindrichtungen beeinflussen außerdem die Richtung, aus der Konvektion die Messstandorte überquert. Die abgeleiteten Ausbreitungsrichtungen stimmen auch gut mit Modellstudien überein, die zeigen, dass sich sowohl konvektiv (z. B. Piani et al., 2000; Alexander et al., 2004; Lehmann et al., 2012) als auch topographisch angeregte Schwerewellen (z. B. Preusse et al., 2002; Sato et al., 2011) nicht nur vertikal, sondern auch horizontal senkrecht zur Quelle (beispielsweise eine Konvektionslinie) ausbreiten. Die Analysen der vertikalen Ausbreitungsrichtungen zeigen, dass sich in der unteren Stratosphäre zwischen 60 und 80 % der Wellen nach oben ausbreiten. Ein Ergebnis, das auch Vincent et al. (1997) in seiner Studie vorgestellt haben. Doch wie Vincent (1984) sowie Eckermann und Vincent (1989) beschreiben, werden die Werte der Wellen die sich nach oben ausbreiten stets unterschätzt. Dies ist eine Folge davon, dass die Bewegungen von Schwerewellen meist elliptisch und lediglich mit wachsender intrinsischer Frequenz linear polarisiert sind. Ein elliptisch polarisiertes Wellenfeld kann aber durch die Berechnung der Rotationsspektren in die rechts- und linksdrehenden Komponenten aufgespalten werden, also einen Anteil entgegen dem und einen mit dem Uhrzeigersinn aufweisen, auch wenn die gesamte Energie nach oben transportiert wird. Die berechneten Energiedichten sind folglich ebenfalls unterschätzt und stellen nur eine Untergrenze dar. In der Troposphäre sind die vertikalen Bewegungsrichtungen ausgeglichen; etwa 50 % der Wellen wandern aufwärts und 50 % abwärts. Die Kombination der Ergebnisse für die Troposphäre und die Stratosphäre (mehr als 60 % der Wellen breiten sich zwischen 17 und 25 km nach oben aus) gibt einen Hinweis darauf, dass die Quelle der Schwerewellen in der oberen Troposphäre liegt, von wo sich die Wellen nach oben in die untere Stratosphäre und nach unten innerhalb der Troposphäre ausbreiten. In zukünftigen Arbeiten wäre an dieser Stelle die Einbindung eines Ray-Tracing-Verfahrens zur Modellierung der Wellenausbreitung sinnvoll (siehe z. B. Eckermann und Marks, 1997). Die Auswertung der Ausbreitungsrichtungen hinsichtlich geographischer Unterschiede gab lediglich aufgrund der Anzahl der eingehenden Stationen einen Hinweis darauf, dass die Kontinentalität der Station einen Einfluss haben kann. Dies ist ein interessanter Aspekt, der bisher in der Literatur nur mäßig behandelt wurde (z. B. Wang et al., 2005). Für anknüpfende Arbeiten wäre daher eine Erweiterung der Radiosondenstationen (Nord-Süd-Ausdehnung sowie Messungen von Schiffen zum Vergleich) nötig. Auch Satellitendaten wie beispielsweise vom Instrument TI-

MED/SABER (Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics Dynamics/ Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry; <http://saber.gats-inc.com/>) könnten dazu verwendet werden.

Weiterführend wurden neben den Ausbreitungsrichtungen auch die dominanten vertikalen Wellenlängen bestimmt. Einen limitierenden Einfluss auf die aufgelösten Wellenlängen sowie die intrinsischen Frequenzen hat der betrachtete Höhenbereich. Routine-Radiosonden erreichen meistens nur Höhen von rund 30 km. Die untersten Werte der Tropopause an den hier betrachteten Stationen liegen bei circa 10 km. Um aber die Tropopause vollständig aus den Analysen ausschließen zu können, wurde der Höhenbereich für die untere Stratosphäre auf 17 bis 25 km festgelegt. Der betrachtete Bereich beträgt also 8 km. Daraus resultiert, dass die erste unabhängige spektrale Abschätzung bei einer Wellenzahl von $2\pi/8$ km erfolgt. Diese spektrale Abschätzung wird zusätzlich durch die Eigenschaften des Enttrendsverfahrens beeinflusst (die Obergrenze ist auf die vertikale Wellenlängen von 7 km festgelegt). Die in dieser Arbeit abgeleiteten dominanten vertikalen Wellenlängen liegen bei 2-3 km. Trotz der Einschränkungen entsprechen die dominanten Wellenlängen, die für die vier europäischen Stationen gefunden wurden, anderen Studien (vgl. z. B. Allen und Vincent, 1995; Vincent et al., 1997; Gong und Geller, 2010). Das verwendete Verfahren erweist sich damit im Rahmen der hier durchgeführten Analysen als solide.

Als ein Maß für die vorherrschende Schwerewellenaktivität können die Energiedichten in der Tropo- und Stratosphäre verwendet werden. Der Jahresgang der potentiellen sowie kinetischen Energie zeichnet sich durch ein Maximum in den Wintermonaten und ein Minimum in den Sommermonaten aus. Das ist konsistent mit anderen Beobachtungen aus beispielsweise Raketenmessungen (z. B. Hirota und Niki, 1985; Eckermann et al., 1994) sowie Radiosonden (Chane-Ming et al., 2007; Zhang et al., 2010, 2014) und GPS/MET (Global Positioning System Meteorology)-Daten (Tsuda et al., 2000). Die Jahresgänge der kinetischen und potentiellen Energiedichten zeigen, dass in der Troposphäre die potentielle Energie überwiegt, dabei aber auch stärkeren Schwankungen unterliegt als die kinetische. Physikalisch gesehen bedeutet das Vorherrschen der potentiellen Energie, dass in diesem Teil der Atmosphäre mehr Wellen niederfrequente Wellen vorhanden sind. Eine solche Energieverteilung konnten auch Zhang et al. (2010) beobachten. In dieser Studie werden ebenfalls Energiedichten aus hoch aufgelösten Radiosondendaten US-amerikanischer Stationen analysiert, während Ratnam et al. (2004) Satellitenmessungen verwenden. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die potentielle Energie in der Troposphäre einen deutlichen Anstieg in Richtung der Pole aufweist, wobei in mittleren Breiten ein zweites Maximum existiert. Zeitlich und lokal variierende Quellen wie Konvektion können das erklären. Die ausgehende langwellige Strahlung (OLR für engl. „outgoing longwave radiation“) ist mit tiefer Konvektion korreliert (siehe z. B. Ratnam et al., 2004). Mithilfe einer Analyse der OLR wäre es damit möglich, tiefe Konvektion nachzuweisen und die Hypothese zu unterstützen, dass die Konvektion als ausgiebige Quelle der Schwerwellen in mittleren Breiten dient. Weiterhin gibt eine Modellstudie von Huang et al. (2002) den Hinweis, dass große potentielle (kinetische) Energiedichten auftreten bevor kinetische (potentielle) Energie vorhanden ist, wenn Schwerwellen neu durch eine thermische (Impuls-) Quelle angeregt werden.

Die hier erstellten Analysen zeigen, dass die totalen Energiedichten der beobachteten Wellen in der Troposphäre stets höher sind als die in der unteren Stratosphäre. Im unteren Teil der Atmosphäre befinden sich an der Oberfläche sämtliche topographische Quellen. Zusätzlich

werden dort auch Schwerewellen durch Konvektion angeregt. Die Ausbreitung der Wellen erfolgt in großen Teilen aufwärts. Bei der Ausbreitung der Wellen in der Atmosphäre werden allerdings viele Wellen an Instabilitäten gebrochen oder reflektiert. Es kommt zu einer Verminderung der Energiedichten zwischen Troposphäre und Stratosphäre (siehe z. B. auch Wang und Geller, 2003).

Die Station Prag bietet die längste Zeitreihe. Daher wird eine Aufspaltung der Jahregänge in die einzelnen Jahre vorgenommen. Die zwei herausragenden Jahre dabei sind 1997 und 2009, da in diesen beiden Jahren kein deutliches Maximum im Winter in der Energiedichte zu sehen ist. Auffällig dabei ist, dass es sich um das erste und das letzte Jahr der Messreihe handelt. Dies sollte aber keinen Einfluss auf die Schwerewellenaktivität haben. Die Messreihe weist sowohl am Anfang als auch am Ende keine Datenlücken oder außerordentliche Messungenauigkeiten auf. Lediglich im ersten Jahr mussten deutlich mehr Profile aus den Analysen ausgeschlossen werden, da sie die vorgegebene Grenze von 25 km Höhe nicht erreicht haben. Dies kann eine künstliche Erniedrigung der Energiedichten bewirkt haben. Schlechte Wetterbedingungen können beispielsweise zu frühzeitigen Platzen der Ballone geführt haben, während die Schwerewellenaktivität zu diesen Zeitpunkten vergleichsweise hoch war. Für das Jahr 2009 kann diese Begründung allerdings nicht angewendet werden. Zwei weitere Möglichkeiten der Erklärung sind, dass weniger Quellen für Schwerewellen vorhanden waren (explizit konvektive) und dass weniger Schwerewellen im Wellenlängenbereich angeregt wurden, den Radiosonden speziell vermessen (Stichwort *observational filter*, vgl. dazu Preusse et al., 2002, 2008; Wendt et al., 2013).

Eine Betrachtung der verschiedenen Tageszeiten der Radiosondenmessungen in Prag zeigt keinen nennenswerten Unterschied in den Energiedichten. Die Tageszeit scheint damit keinen erkennbaren Einfluss auf die Schwerewellenanregung an dieser Station zu haben.

Die vertikalen Impulsflüsse weisen ebenfalls einen starken Jahrgang auf, bei dem das Maximum im Winter und das Minimum im Sommer auftritt. Während die beiden weiter innerhalb des Kontinents befindlichen und damit nördlicher gelegenen Stationen (Wien und Prag) einen kaum höhenabhängigen Verlauf zeigen, stellt sich bei den mediterranen Standorten (Cuneo Levaldigi und Mallorca) dagegen ein höhenabhängiges Verhalten heraus. Die herausragenden Zeiträume in den Impulsflusszeitreihen sind dabei die Winter von 2002/2003, 2004/2005, 2007/2008 sowie 2008/2009. In diesen Jahren wurden auch Stratosphärenerwärmungen verzeichnet (vgl. z. B. Cohen und Jones, 2011). In ihrer Studie zeigen Thurai Rajah et al. (2010), dass die an einer arktischen Station gemessenen Schwerewellenaktivität während der beiden Winter von 2007/2008 und 2008/2009 aufgrund der blockierenden Wirkung der Winde deutlich reduziert war. Im Vergleich dazu verstärkte sich die Schwerewellenaktivität in der Stratosphäre an einer Station der mittleren Breiten. Die Ergebnisse der arktischen Station liegen aber trotzdem unter den Messungen im Zusammenhang mit der Stratosphärenerwärmung im Winter 2002/2003. Die hier abgeleiteten Impulsflüsse zeigen ebenfalls in diesem Jahr eine verstärkte Schwerewellenaktivität. Um einen Zusammenhang zwischen den Stratosphärenerwärmungen und Anomalien in der Schwerewellenaktivität in mittleren Breiten herzustellen, ist eine intensivere Analyse der Daten sowie die Verwendung von Vergleichsdaten an einer arktischen Station nötig, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden kann.

5.2 Untersuchung der Quelle Tiefdruckgebiet

Schwerewellen entstehen aufgrund von Vertikalbewegungen. Die Bereiche stärkster Vertikalbewegung liegen in Tiefdruckgebieten im Bereich des Zentrums und der Fronten. Aufgrund der großen Datenmenge wird ein verhältnismäßig einfaches, aber robustes Maß für die Schwerewellenaktivität eingeführt, die sog. Residuenquadratsumme (ab sofort auch als SWA für Schwerewellenaktivität bezeichnet). Das heißt, es werden die Residuen, also die Differenzen zwischen Profil und Enttrending, die in erster Näherung als Schwerewellensignaturen interpretiert werden können, für einen bestimmten Höhenbereich quadriert und aufsummiert. In dieser Arbeit wird der Höhenbereich der unteren Stratosphäre zwischen 17 und 25 km untersucht. Aufgrund der hier untersuchten höhenabhängigen Effekte werden ebenfalls andere Höhenbereiche zum Vergleich betrachtet (15-30 km und 15-28 km). Die Analysen umfassen mehrere Jahre und alle vier für das Projekt verwendeten Radiosondenstationen, wobei Abbildung 5.9 exemplarisch das Jahr 1998 für die Station Prag zeigt. Die Kurven der Schwerewellenaktivität in Abbildung 5.9 variieren lediglich in ihrer absoluten Höhe, nicht aber in ihrem Verlauf. Der gewählte Höhenbereich von 17 bis 25 km beinhaltet damit alle signifikant erhöhten Werte der SWA und kann für die nachfolgenden Analysen verwendet werden.

Schwerewellenanregung sowie deren Ausbreitung hängt von vielen Faktoren ab. Zum einen spielt z.B. die Quellstärke der Schwerewellen eine große Rolle („Quellfunktion“). Großen Einfluss haben aber auch, wie vorne beschrieben, die meteorologischen Bedingungen wie Windgeschwindigkeit, Windrichtung und die Schichtung der Atmosphäre. Sie beeinflussen die Möglichkeit der Ausbreitung der Wellen in größere Höhen („Filterfunktion“).

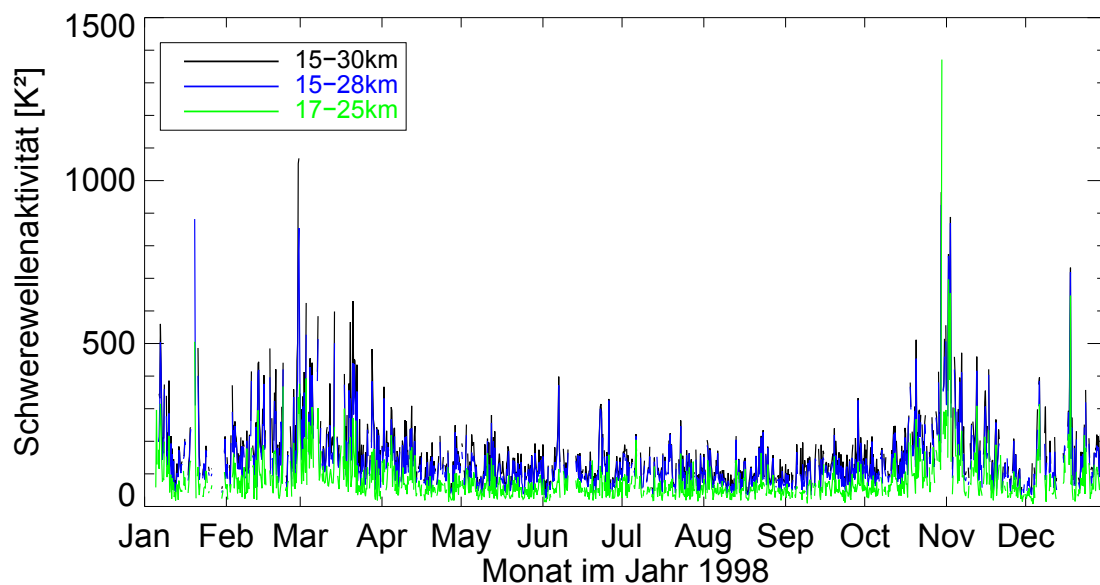


Abb. 5.9 – Zeitreihen der SWA für drei verschiedene Höhenbereiche: 15-30 km (schwarz), 15-28 km (blau) und 17-25 km (grün), exemplarisch für die Station Prag im Jahr 1998. Aufgrund der Ähnlichkeit der Kurven ist die schwarze Kurve häufig von der blauen bzw. grünen Kurve überdeckt.

Tabelle 5.2 – Zusammenfassung der als Vb-Zyklon klassifizierten Tiefdruckgebiete zwischen 1997 und 2010. Angegeben sind der Zeitraum, der Name sowie der betroffene Ort bzw. die Auswirkung durch den Zyklon.

Zeitraum	Auswirkung/betroffener Ort	Tiefdruckgebiet
04.07. – 17.07.1997	Oderhochwasser	Xolska, Zoe
22.05.1999	Pfingsthochwasser	Quartus
19.07. – 21.07.2001	Weichselhochwasser	n.N.
08.08. – 14.08.2002	Elbehochwasser	Ilse
22.03. – 26.03.2004	Zugspitze	Paloma
20.08. – 23.08.2005	Alpenhochwasser	Norbert
24.01. – 26.01.2007	Alpen	n.N.
26.09. – 30.09.2007	Überschwemmung im Harz	Faysal
29.10. – 30.10.2008	Starkregen	Yulietta
20.06. – 24.06.2009	Hochwasser in Mitteleuropa	Quinton (Höhentief)
05.01. – 11.01.2010	Schneestürme in Deutschland	Daisy
12.05. – 16.05.2010	Oderhochwasser	Yolanda

Da sich die Überlegungen eines Zusammenhangs zwischen verstärkter Schwerewellenaktivität und Tiefdruckgebieten als deren Quelle bisher auf die sogenannten Vb-Zyklone beschränken, wurde eine Zusammenfassung der bekannten Vb-Ereignisse der Jahre 1997-2011 erstellt. In Tabelle 5.2 sind diese Ereignisse mit den zugehörigen Auswirkungen bzw. betroffenen Orten aufgeführt. Aufgrund der niedrigen Datengrundlage der klar klassifizierten Vb-Zyklone wurden sämtliche Analysen auf Tiefdruckgebiete mit starkem Druckkern ausgeweitet.

Im folgenden Kapitel wird eine Übersicht über die verschiedenen Untersuchungen gegeben, die sich im Zusammenhang mit der Identifizierung der Quelle stratosphärischer Schwerewellen ergeben haben. Es werden dabei im Wesentlichen drei Mechanismen diskutiert, die für Korrelationsanalysen mit Schwerewellenaktivität herangezogen wurden. Der erste Parameter ist dabei der Bodendruck an der betrachteten Radiosondenstation selbst. Es wird der Gedanke verfolgt, dass sich ein Tiefdruckgebiet über dem Standort durch tiefen Druck äußert und die mit der aufsteigenden Luft verbundene Schwerewellenanregung durch das errechnete Schwerewellenmaß SWA repräsentiert wird. Der zweite Faktor ist der Druckgradient nach jeweils 12 Stunden, um anhand des Druckgradienten Rückschluss auf das Zentrum von Tiefdruckgebieten in der Nähe des Messstandortes ziehen zu können. Als dritter Faktor wird das Auftreten von Wetterfronten an den Stationen betrachtet und im ersten Ansatz mithilfe von Wetterkarten definiert. Um eine bessere Quantifizierung und Sicherstellung der Lage einer Front herzustellen, wird die Entwicklung und Anwendung eines automatisierten Verfahrens zur Lokalisierung und Identifizierung der Stärke von Kaltfronten vorgestellt.

5.2.1 Zusammenhang von Schwerewellen und Bodenluftdruck

Abbildung 5.10 zeigt drei Jahre der Zeitreihe der SWA für die Station Prag (durchgezogene schwarze Linie im unteren Teil der Grafiken). Während sämtlicher Jahre (1997-2009) ist eine Basisaktivität von Schwerewellen in der unteren Stratosphäre nachweisbar, die auf die fortwährende Anregung und Ausbreitung von Schwerewellen zurückzuführen ist. Dieses Verhalten wird durch die Bildung des täglichen Mittelwertes über alle Jahre bestätigt (siehe Abbildung 5.11). Neben der durchgehenden Basisaktivität im gesamten Jahr kann besonders im Winter eine erhöhte Aktivität beobachtet werden (siehe auch rot umrandete Bereiche in Abb. 5.10, durchgezogene Kurve). Abbildung 5.11 weist neben dem Jahresgang noch weitere Schwingungen auf. Mithilfe der HA wurden drei fest vorgegebene Schwingungen angepasst; eine 1-Jahres-, eine 1/2-Jahres- und eine 1/3-Jahresschwingung (kombiniert in der Abbildung durch die graue durchgezogene Linie dargestellt). Die vertikalen gestrichelten Linien markie-

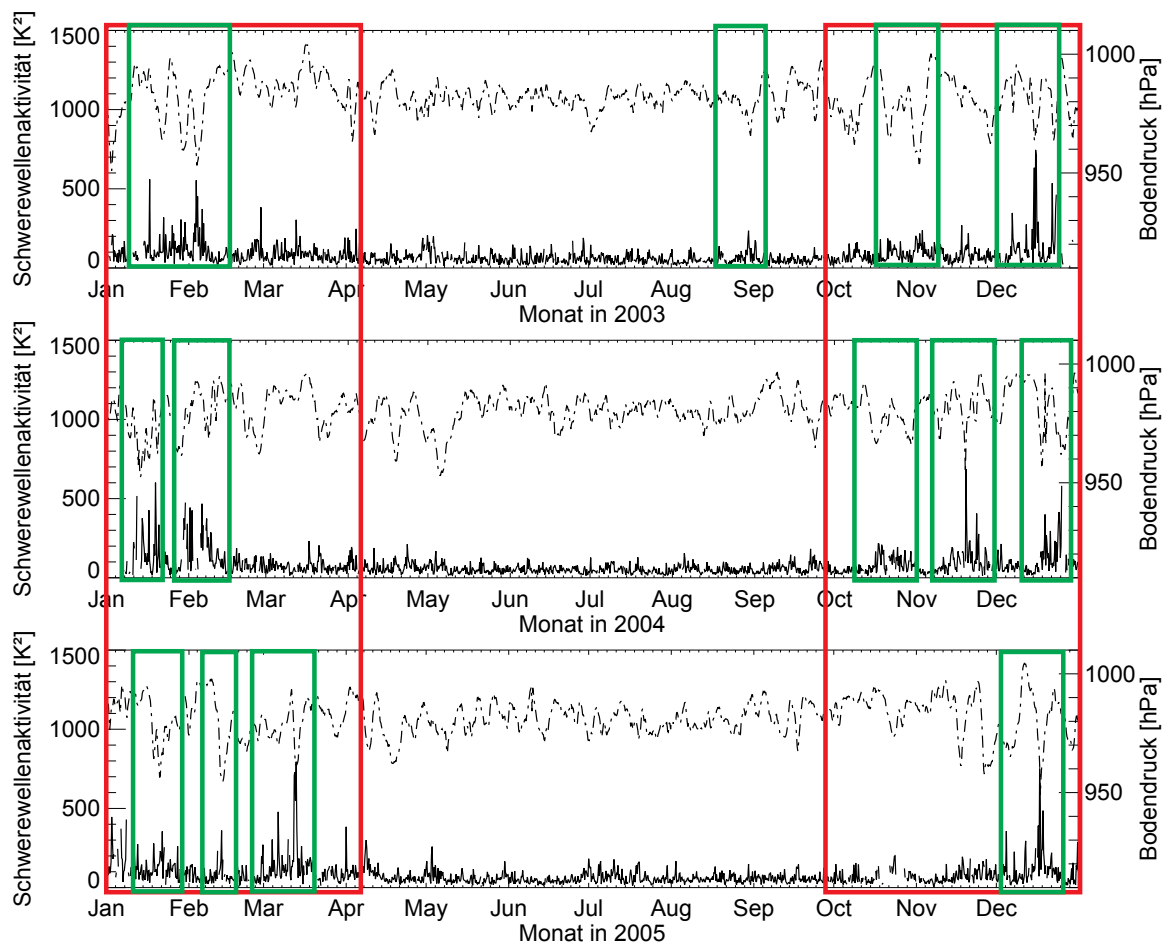


Abb. 5.10 – Zeitreihen der Schwerewellenaktivität (Residuenquadratsummen, 17-25 km Höhe) in durchgezogener schwarzer Linie mit zugehörigem Bodenluftdruck (Strich-Punkt-Linie); exemplarisch für drei Jahre (2003, 2004 und 2005) für die Station Prag; Rot: Winterperiode (Jan.- März, Okt.- Dez.); Schwarz: Beispiele für Korrelation zwischen niedrigem Bodendruck und hoher Schwerewellenaktivität.

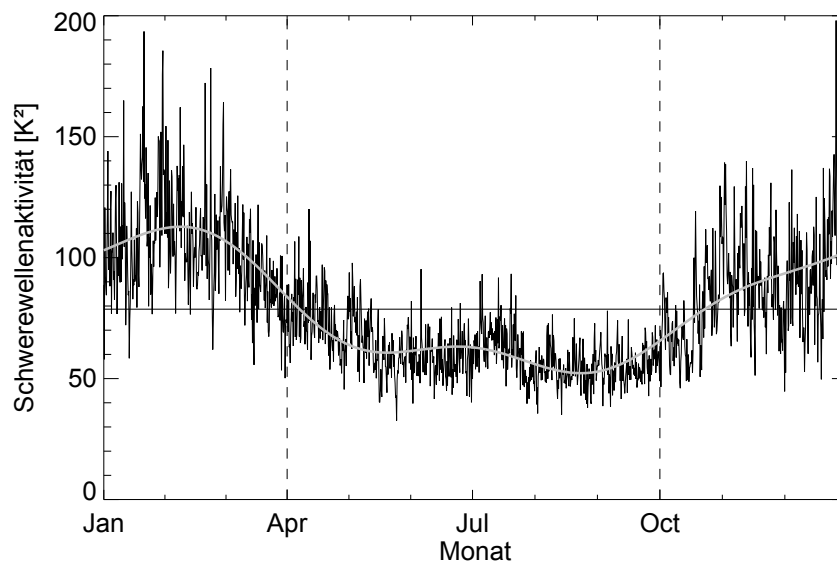


Abb. 5.11 – Zeitreihe der über alle Jahre gemittelten Schwerewellenaktivität (SWA, 17-25 km Höhe) für die Station Prag (1997-2009) in K^2 . Die schwarze horizontale Linie markiert dabei den absoluten Mittelwert der Gesamt-SWA, die vertikalen gestrichelten Linien den Übergang von Winter- zu Sommerperiode und umgekehrt. In Grau überlagert ist die Kombination einer 1-Jahres-, einer 1/2-Jahres- und einer 1/3-Jahresschwingung.

ren den Übergang von Winter zu Sommer und umgekehrt. Der Vergleich von Sommer und Winterperiode zeigt, dass im Winter die Schwerewellenaktivität im Mittel um den Faktor 1,5 erhöht ist verglichen mit dem Sommer. Der Durchschnittswert der SWA liegt bei $78 K^2$.

In Abbildung 5.10 ist neben der winterlich verstärkten Aktivität in vielen Fällen ein Zusammenhang zwischen SWA und dem meteorologischen Parameter Bodenluftdruck (Strichpunktlinie) zu beobachten: niedriger Bodendruck tritt in Verbindung mit einer erhöhten Schwerewellenaktivität auf (grün umrandete Bereiche in Abb. 5.10). Dieser Zusammenhang ist in manchen Fällen leicht zeitversetzt und nicht bei jedem lokalen Maximum in den Residuenquadratsummen oder jedem starken Druckabfall hergestellt werden. Das heißt, dass kein stringenter 1-zu-1 Zusammenhang zwischen den beiden Parametern besteht.

5.2.2 Zusammenhang von Schwerewellen und Bodenluftdruckänderungen

Da die Lage eines Tiefdruckgebietes zwar anhand von Wetterkarten überprüft werden kann, das genaue Zentrum des Tiefs aber nicht so einfach zu bestimmen ist, wird ein weiterer Faktor für die Charakterisierung eines Tiefdruckgebietes untersucht. Dieses weitere Maß zur Quantifizierung der Stärke eines Tiefdruckgebietes ist die Druckdifferenz am Ort der Messung innerhalb von 12 Stunden (also die Veränderung des Bodenluftdruckes innerhalb von 12 Stunden). Abbildung 5.12 a) und b) zeigen jeweils im oberen Teil eine Zeitreihe der SWA (durchgezogene schwarze Linie), während der untere Teil (dicke schwarze Linie mit Sternen) alle Druckgradienten zeigt, bei denen der Druck innerhalb von 12 Stunden abgefallen ist. Es

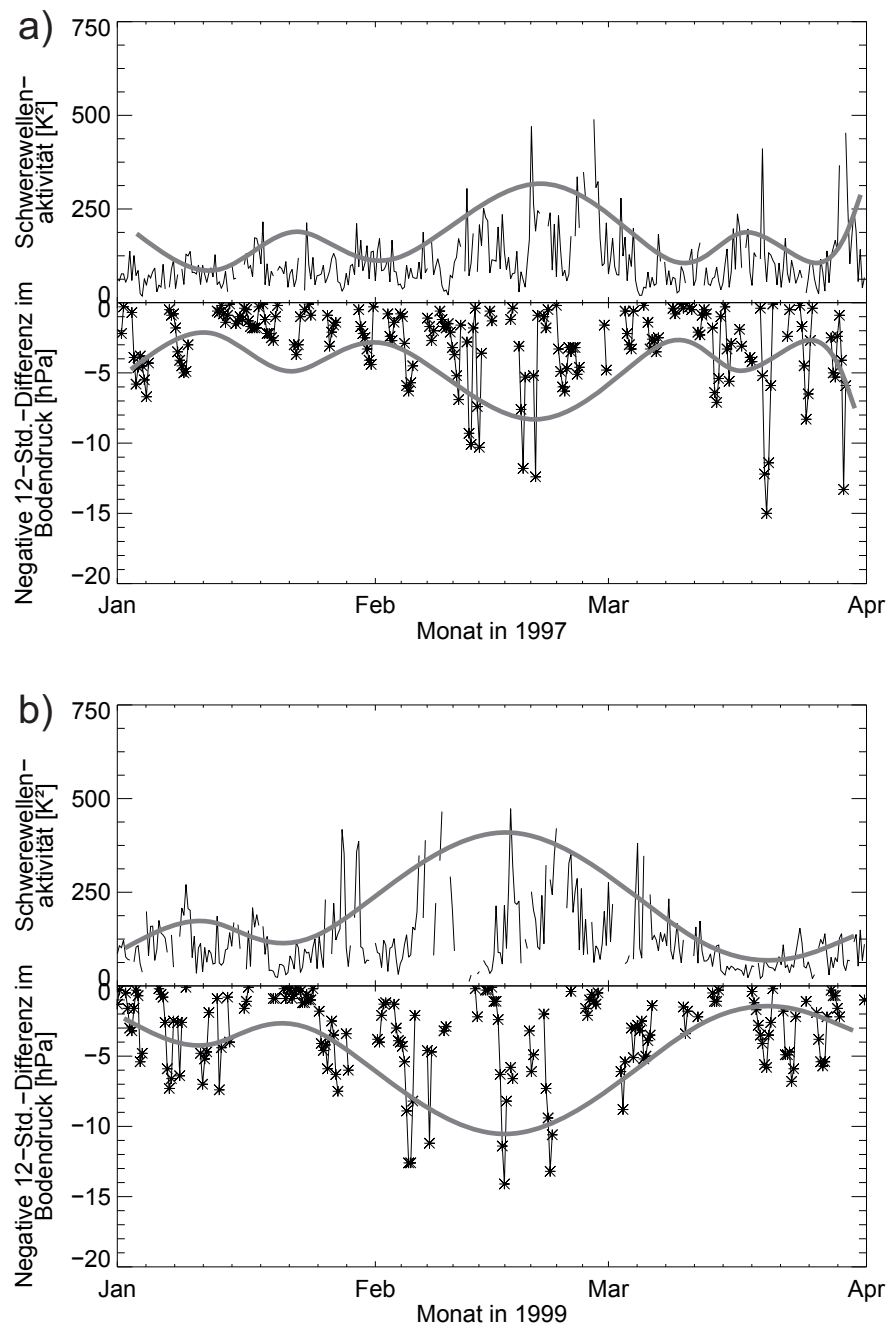


Abb. 5.12 – Stratosphärische Schwerewellenaktivität zwischen 17 und 25 km im Vergleich zum Druckgradient nach je 12 Stunden, wobei nur negative Werte dargestellt sind, die einer Druckabnahme innerhalb von 12 Stunden entsprechen. Teilgrafik a) stellt das Jahr 1997 dar, während Teil b) das Jahr 1999 zeigt. Die grauen Schwingungen wurden per Hand eingefügt, um den übergeordneten Zusammenhang der beiden Parameter zu verdeutlichen.

sind die Jahre 1997 und 1999 dargestellt. Graue Schwingungen wurden per Hand eingefügt, um den übergeordneten Zusammenhang der beiden Parameter hervorzuheben: je höher die SWA, desto größer ist der Druckabfall. Die beiden Jahre sind repräsentativ für die restlichen Jahre der Zeitreihe.

Eine Korrelation zwischen einem größeren Druckabfall und einer stark erhöhten Aktivität ist anhand der Abbildungen gut erkennbar. Es besteht aber ein Zeitversatz zwischen sechs und 18 Stunden und der Zusammenhang ist nicht linear (linear bedeutet 1:1). Daran anknüpfend wird eine Korrelationsrechnung durchgeführt. Dabei werden die beiden Zeitreihen einmal mit sechs, einmal mit 12 und einmal mit 18 Stunden Zeitversatz korreliert. Der beste Korrelationskoeffizient ergibt sich bei einem Abstand von 12 Stunden und beläuft sich auf -0,31. Eine Überprüfung der Lage der Tiefdruckgebiete bzgl. der Messstation wird anhand von Bodendruckkarten durchgeführt und mit den Druckgradienten abgeglichen. Die Arbeitshypothese, dass die Schwerewellensignaturen dann am stärksten in der Stratosphäre zu beobachten sind, wenn die vermeintliche Quelle, also das Zentrum des Druckgebietes direkt über der Station liegt, kann nicht eindeutig bestätigt werden, auch wenn zwischen Druckgradient und SWA ein Zusammenhang erkennbar ist. Weiterhin geht aus Abbildung 5.12 hervor, dass ein Hochdruckgebiet keinen Einfluss auf die Schwerewellenaktivität hat, wie es aus physikalischer Sicht auch zu erwarten ist. Im Fall eines gleichgestellten Effektes müssten ähnliche SWA-Peaks vorhanden sein, die mit den Lücken in der Druckgradientkurve korrelieren. Die Lücken markieren in der Abbildung Bereiche, in denen der Druck angestiegen ist und wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt.

Mithilfe einer Waveletanalyse basierend auf einem Morlet-Wavelet, werden die Impulsfluss- sowie die Bodendruckänderungen analysiert, um ähnliche Periodendauern in den beiden Zeitreihen zu finden und damit die Korrelation zwischen den beiden Parameter hervorzuheben. Abbildung 5.13 (Impulsfluss) und 5.14 (Bodendruck) zeigen die jeweiligen Zeitreihen zusammen mit den Konturflächen der relativen Waveletintensitäten für Periodendauern zwischen 12 und 600 Stunden (2-100 Zeitschritte; ein Zeitschritt ist definiert als 6 Stunden) sowie für Periodendauern zwischen 2 und 240 Stunden (2-40 Zeitschritte). Es sind lediglich die Monate Januar bis März aus dem Jahr 1998 an der Station Prag dargestellt. Weiße Linien markieren das 95% Konfidenzlevel basierend auf einer konservativen Monte-Carlo-Methode (vgl. Höppner und Bittner, 2007). Im oberen Bereich der Waveletanalysen sind in den beiden Zeitreihen hohe Intensitätswerte für Periodendauern um die 360 Stunden (entspricht circa 15 Tagen) zu erkennen. Diese Intensitäten entsprechen periodisch auftretenden tiefen Druck- und hohen Impulsflusswerten (markiert durch rote Pfeile in den Zeitreihen). Im unteren Teilbereich der Waveletanalyse sind besonders Periodendauern von 120-168 Stunden (5-7 Tage) herausragend. Die mit den hohen Intensitäten verbundenen Maxima bzw. Minima in den Impulsfluss- und Druckänderungen sind durch blaue Pfeile markiert. Die beiden gefundenen Periodendauern können mit planetaren Wellen assoziiert werden (z. B. Forbes, 1995). Auch wenn die relativen Waveletintensitäten der beiden Zeitreihen nicht exakt dieselben Periodendauern aufweisen und nicht immer zum selben Zeitpunkt vorhanden sind, werden die wichtigsten Spitzenwerte der Varianzzeitreihen anhand ähnlicher Periodendauern repräsentiert. Die Untersuchung der gesamten Zeitreihe an der Station Prag (1997-2009) anhand der Waveletanalyse ergibt, dass unterschiedliche Periodendauern (z. B. 10-Tageswelle), die mit planetaren Wellen assoziiert werden (weitere Bilder dazu im Anhang 6) vorhanden sind. Allgemein kann damit gesagt werden, dass die vertikalen Impulsflüsse in Prag gut mit der Bodendruckzeitreihe übereinstimmen und damit die Annahme unterstützt wird, dass die beiden Parameter verknüpft sind.

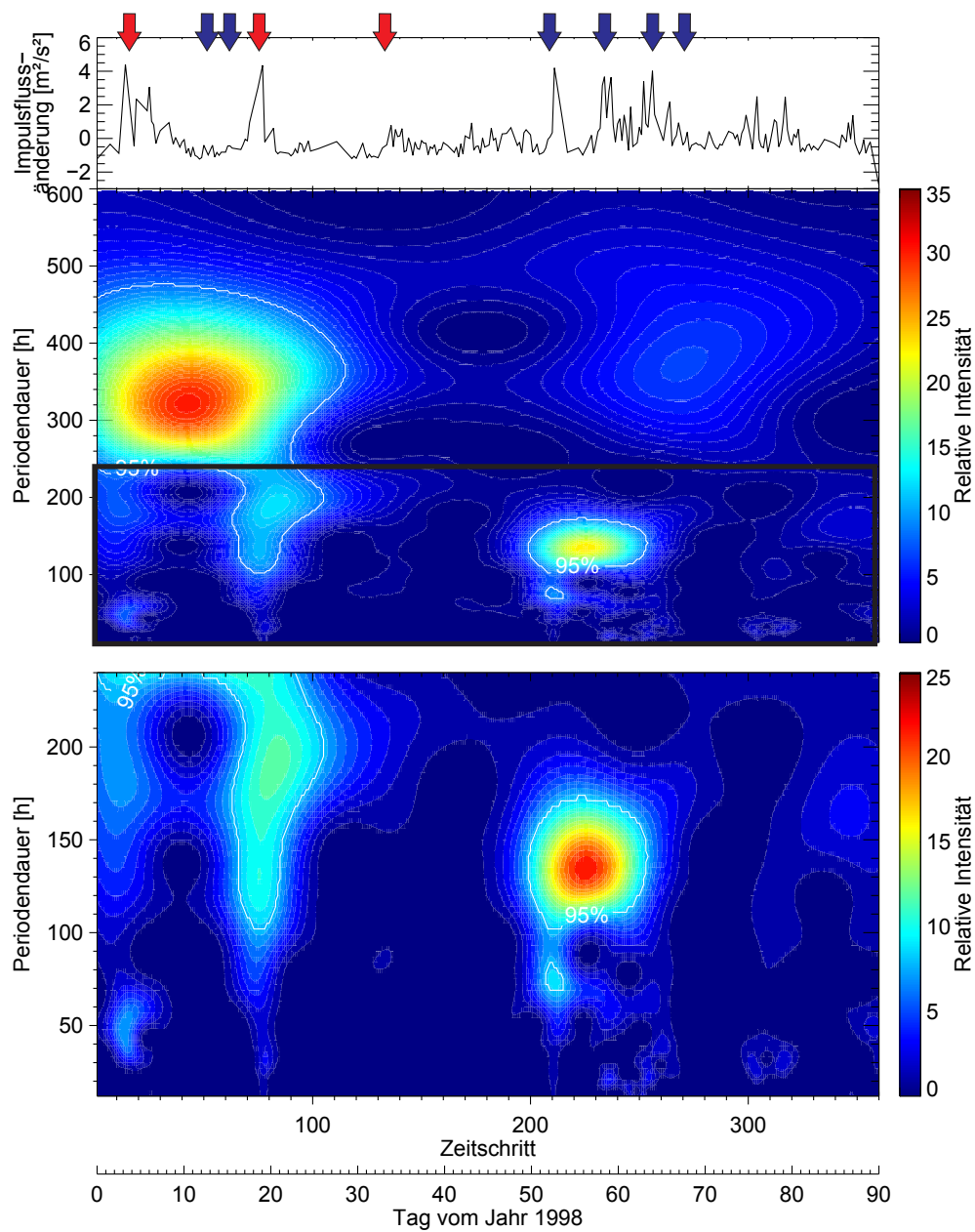


Abb. 5.13 – Waveletanalyse der Impulsflussänderungen am Beispieljahr 1998. Gezeigt sind die Monate Januar bis März. Im oberen Teil der Grafik ist die Zeitreihe selbst gezeigt, während der mittlere und unterer Teil die relativen Intensitäten in Abhängigkeit von der Periodendauer und dem Zeitschritt darstellen. Dabei bezieht sich der mittlere Teil auf Periodendauern zwischen 2 und 100 Zeitschritten, also 12 und 600 Stunden, die untere Teilgrafik ist nur auf Periodendauern zwischen 0 und 40 Zeitschritten (entspricht 0-240 h) beschränkt.

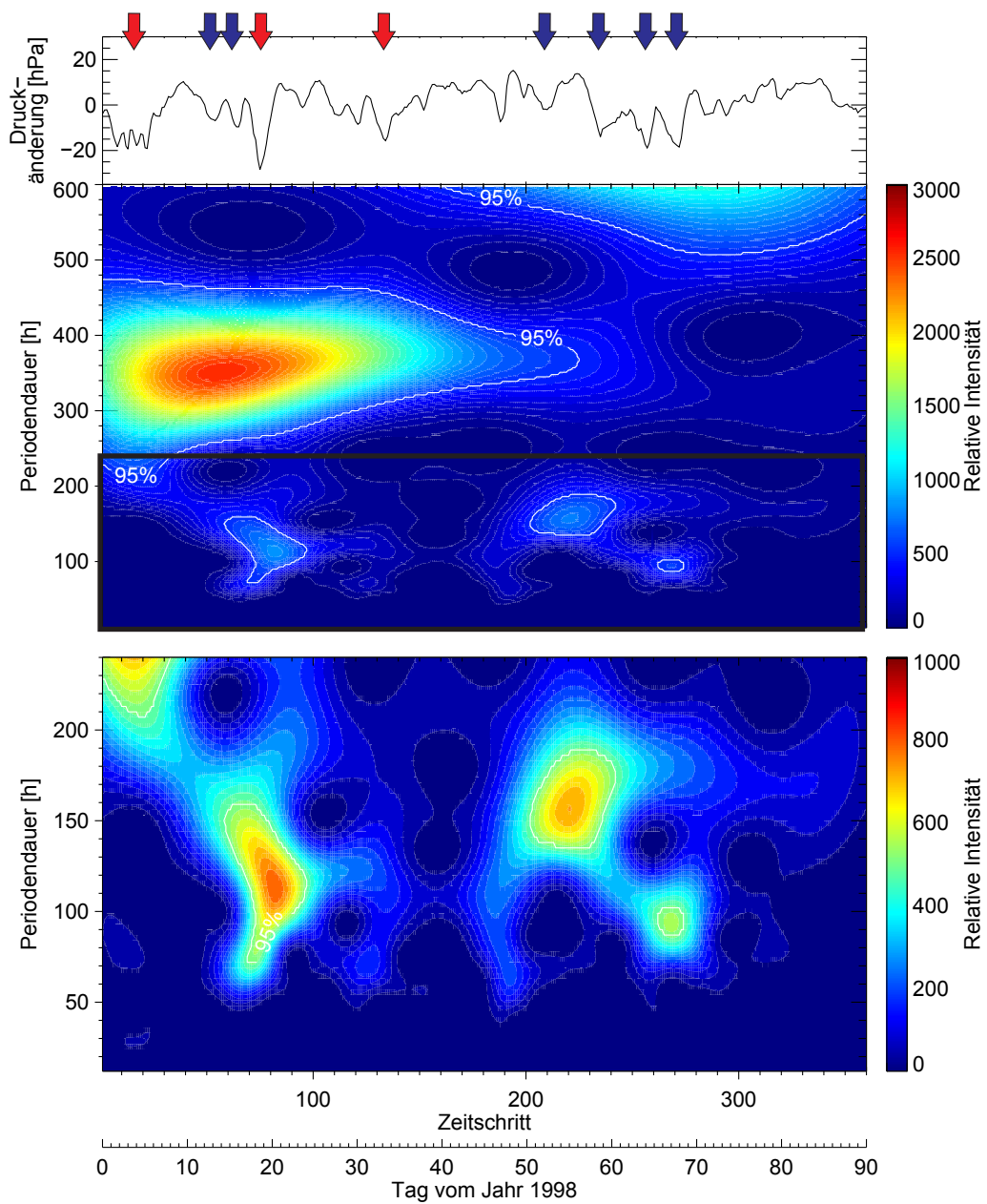


Abb. 5.14 – Waveletanalyse der Bodendruckänderungen am Beispieljahr 1998. Gezeigt sind die Monate Januar bis März. Im oberen Teil der Grafik ist die Zeitreihe selbst gezeigt, während der mittlere und unterer Teil die relativen Intensitäten in Abhängigkeit von der Periodendauer und dem Zeitschritt darstellen. Dabei bezieht sich der mittlere Teil auf Periodendauern zwischen 2 und 100 Zeitschritten, also 12 und 600 Stunden, die untere Teilgrafik ist nur auf Periodendauern zwischen 0 und 40 Zeitschritten (entspricht 0-240 h) beschränkt.

5.2.3 Zusammenhang von Schwerewellen und Fronten

Wird der Gedanke weiter verfolgt, dass konvektive Regionen extratropischer Zyklone herausragende troposphärische Quellen von Schwerewellen in den mittleren Breiten sind, so muss beachtet werden, dass Konvektion, also Vertikalbewegung, und damit der Quellmechanismus für Schwerewellen nicht nur im Zentrum des Druckgebietes existent ist, sondern insbesondere auch im Bereich der Fronten. Fronten treten u.a. in Verbindung mit einem Tiefdruckgebiet der mittleren Breiten auf. Sie werden als Bereiche großer Temperaturunterschiede definiert.

Besonders Kaltfronten haben sehr häufig, eingebettet in die Wolkenbänder entlang der Front, stark konvektive Zellen und somit potentielle Quellen für Schwerewellen. Dabei wird die warme, feuchte Luft an den Kaltfronten zum Aufsteigen gezwungen, wodurch es zu Regen kommen kann. Die frei werdende

Tabelle 5.3 – Häufigkeit der unterschiedlichen Frontenarten an den Stationen

	Prag	Wien	Cuneo	Mallorca
Kaltfront	809	371	102	430
Warmfront	405	164	90	92
Okklusion	293	115	76	73

latente Energie führt dann zu einer Verstärkung der Konvektion und damit zur Schwerewellenanregung (Stephan und Alexander, 2014). Aufgrund der physikalischen Gesetzmäßigkeiten kann der Druckgradient zwischen der Warm- und der nachfolgenden Kaltfront sehr hoch werden, besonders in den Anfangsstadien der Zyklonogenese (Entstehung eines Tiefs). Die geostrophische Windgleichung macht deutlich, dass der Wind entlang der Isobaren weht und eine stärkere Drängung der Isobaren im Bereich der Fronten u.a. in einer Verstärkung der Windgeschwindigkeiten in der Troposphäre resultiert. Diese erhöhten Windgeschwindigkeiten können also als Hinweis auf den Durchzug einer Front dienen, die Schwerewellen abstrahlt.

Zunächst wird das Ergebnis einer Statistik über Frontendurchgänge an den vier Stationen unter zu Hilfenahme der Bodendruckkarten des Deutschen Wetterdienstes (DWD; Quelle: [http : //www1.wetter3.de/Archiv/archiv_dwd.html](http://www1.wetter3.de/Archiv/archiv_dwd.html)) vorgestellt². Abbildung 5.15 zeigt jeweils die Gesamtanzahl der Frontendurchgänge in den einzelnen Monaten. Sortiert sind die Daten nach Kaltfronten (blau), Warmfronten (rot) und Okklusionen (türkis). Kaltfronten stellen mit Ausnahme von Cuneo Levaldigi unabhängig vom Monat und von den betrachteten Stationen den größten Anteil. Die Details sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Eine gesonderte Analyse der einzelnen Stationen zeigt einige Unterschiede zwischen den Standorten auf. Während Prag und Wien einen sehr ähnlichen jahreszeitlichen Verlauf der Verteilungen haben, hebt sich besonders Cuneo Levaldigi hervor. An dieser Station liegen die Werte der gezählten Fronten sehr nahe beieinander. Aufgrund der kurzen Zeitreihe von nur fünf Jahren sind die Gesamtwerte der gezählten Frontendurchgänge vergleichsweise klein. Die Anzahl der Okklusionen weist ihr Maximum in den Winter- und Herbstmonaten auf; Kalt- und Warmfronten dagegen verlaufen in ihrer Anzahl fast grundsätzlich in einer Art gegensätzlichen Schwingung, die aber keine jahreszeitliche Abhängigkeit verdeutlicht. Beim Standort Mallorca zeichnet sich der Verlauf dadurch aus, dass in den Sommermonaten Juni bis August ein

²Der DWD definiert dabei eine Front als als schmale Grenzzone zwischen Luftmassen unterschiedlicher Temperatur, Feuchte und anderen Eigenschaften. Sie ist im Gleichgewicht verbunden mit einer Zone zyklonaler Scherung der frontparallelen geostrophischen Windkomponenten beiderseits der Front. Wegen der Reibung resultiert daraus eine linienhafte Windkonvergenz im Bereich der Front, welche bei zusätzlich wirksamer überlagerter Hebung noch verschärft wird. Aus der Definition ergeben sich die Merkmale, nach denen die Lage der Bodenfronten bestimmt werden kann: Luftmassenunterschiede, Windsprung und Wetterelemente.

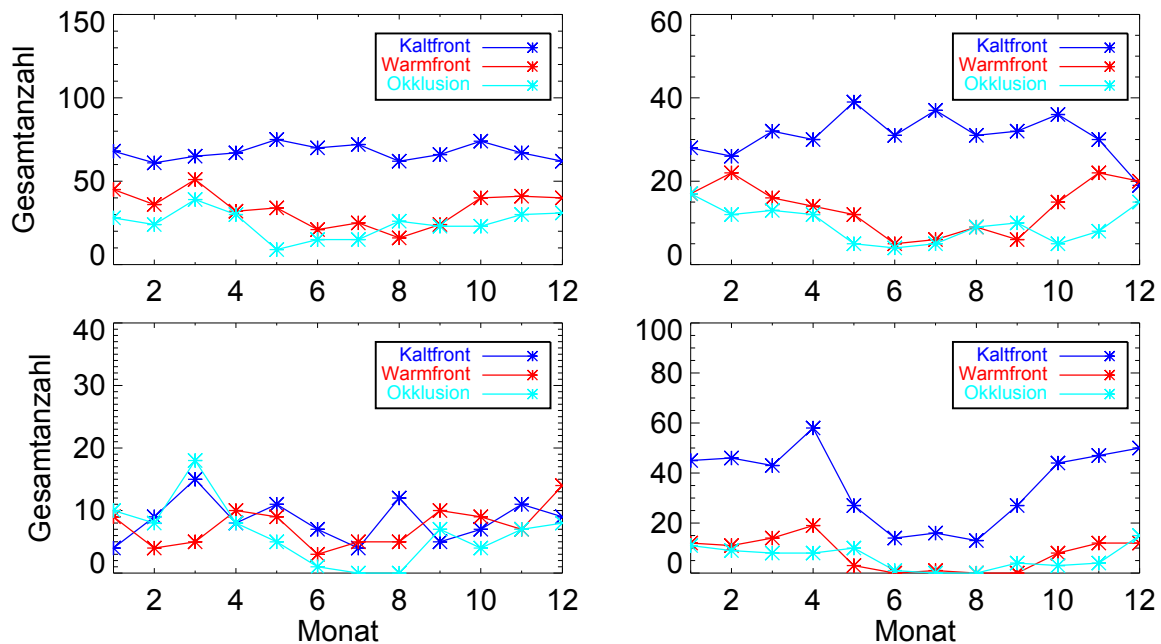


Abb. 5.15 – Häufigkeit der Frontendurchgänge pro Monat sortiert nach Kaltfront (blau), Warmfront (rot) und Okklusion (türkis); Gesamtanzahl pro Monat über alle Jahre des Untersuchungszeitraumes, links oben: Prag, links unten: Cuneo Levaldigi, rechts oben: Wien und rechts unten: Mallorca.

starkes Minimum bei allen drei Arten von Fronten vorliegt. Die Anzahl der Fronten pro Klasse ist oft weniger als halb so hoch wie während der anderen Monate. Zusammenfassend gesagt, treten die meisten Kaltfronten während der betrachteten Zeiträume im Frühjahr auf; in Prag und Wien während des Monats Mai, in Cuneo Levaldigi während des Monats März und auf Mallorca im April.

Mithilfe der Winddaten aus den Radiosondenmessungen und der ergänzenden Statistik über Frontendurchzüge an den vier Stationen für den Zeitraum 1998 bis 2010 wird ein möglicher Zusammenhang zwischen erhöhter Schwerewellenaktivität und dem Durchzug von Fronten untersucht. Abbildung 5.16 zeigt den Zusammenhang von hohen Windgeschwindigkeiten in der Troposphäre aufgrund von dicht gedrängten Isobaren und damit von Frontenaktivität sowie hohen Residuenquadratsummen. Der obere Teil der Abbildung 5.16, Teil a), beschreibt dabei eine Momentaufnahme der Wettersituation am 22.12.2009 über Europa, wobei der rote Stern per Hand eingefügt wurde und die Station Prag markiert. Es ist gut zu erkennen, dass die oben beschriebene Situation vorliegt: die Isobaren verlaufen zwischen den beiden Fronten parallel und sind etwas dichter gedrängt als im umgebenden Bereich. Der untere Teil der Grafik 5.16, Teil b), zeigt einen Konturplot der troposphärischen Windgeschwindigkeiten, sowie - überlagert in schwarz - die Kurve der stratosphärischen Schwerewellenaktivität über Prag im Dezember 2009. Der schwarz umrandete Bereich markiert dabei den Zeitraum des vorbeiziehenden Tiefdruckgebietes. Während des betrachteten Zeitraums kommt es sowohl zu sehr hohen Windgeschwindigkeiten, insbesondere in der oberen Troposphäre, als auch zu einer deutlich erhöhten SWA. Basierend auf diesem beispielhaften Ergebnis ist ein umfangreicher

Abgleich der Frontendurchzüge mit den zugehörigen troposphärischen Windgeschwindigkeiten sowie den stratosphärischen Werten der Schwerewellenaktivität nötig. Abbildung 5.17 zeigt die SWA und die Kalt- sowie Warmfrontdurchgänge aus dem gesamten Jahr 2009 für die vier europäischen Stationen. Zusätzlich sind die Werte vom troposphärischen Hintergrundwind eingezeichnet (rote Rauten), die 35 oder 50 m/s überschreiten. Von Januar bis Mitte April ist in allen vier Fällen ein sehr ähnlicher Verlauf der SWA zu erkennen. Die Grafik weist zwar darauf hin, dass bei Fronten die SWA sehr häufig ansteigt, die Beobachtung von Schwerewellen hängt aber auch noch von der Stärke des Hintergrundwindes ab. Ein direkter Vergleich der erhöhten Schwerewellenaktivität mit den Windgeschwindigkeiten und Frontendurchgängen macht keinen klaren Zusammenhang der drei Parameter deutlich. Eine Korrelationsanalyse zeigt, dass wie bereits im Falle des Bodendrucks kein eindeutiger Zusammenhang hergestellt werden kann. Des Weiteren sind in allen Teilgrafiken auch starke Schwerewellensignaturen zu erkennen, die nicht mit Fronten in Zusammenhang stehen. Daher scheint es nicht wahrscheinlich, dass Fronten den Hauptteil zur beobachteten Schwerewellenaktivität beitragen oder sie allein verursachen.

Um die mögliche Verbindung zwischen verstärkter Schwerewellenaktivität und einer Kaltfront besser herstellen zu können, wird nun ein neues automatisiertes Verfahren zur Lokalisierung und Klassifizierung von Kaltfronten vorgestellt. Kaltfronten sind aufgrund ihres höheren Vorkommens an den betrachteten Stationen gewählt worden. Zuerst werden Daten des ECMWF auf ihre Brauchbarkeit für diese Automatisierung untersucht. Drei Datensätze sind für die Lokalisierung und Klassifizierung der Fronten nötig: der Druck auf Meeresniveau (auf NN = Normalnull), die relative Feuchte und die Temperatur auf dem Drucklevel 850 hPa. Anschließend ist eine Bearbeitung der Daten mit dem Kommandozeilenprogramm Climate Data Operators (cdo) des Max-Planck-Instituts für Meteorologie sowie mit IDL (Interactive Data Language) wichtig.

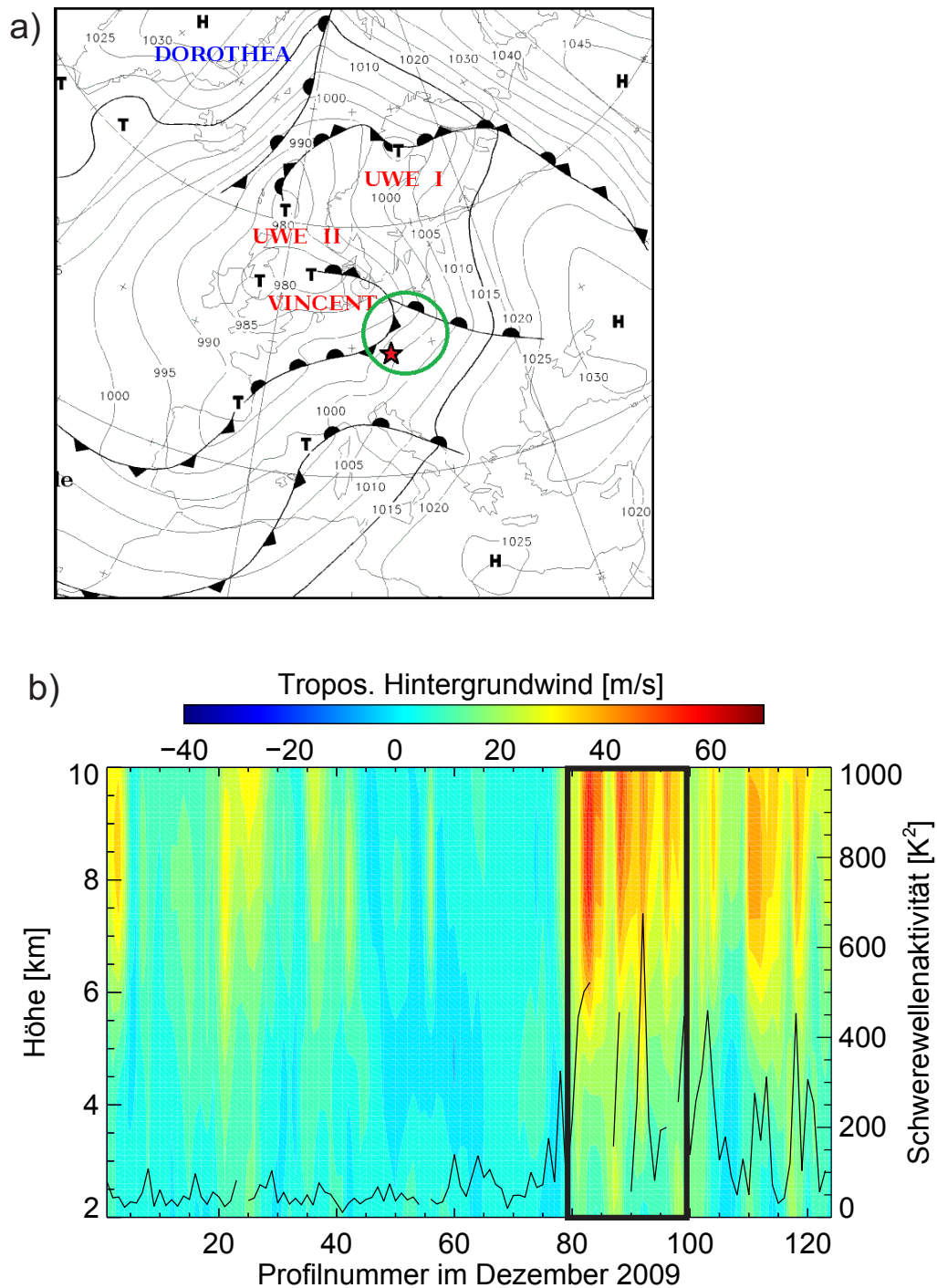


Abb. 5.16 – a) Bodenluftdruckkarte vom DWD für den 22.12.2009; der grüne Kreis erleichtert es, die beschriebene Wetterlage eines Tiefs mit zwei Fronten zu erkennen; der rote Stern markiert Prag.

b) Konturplot der Windgeschwindigkeiten in der Troposphäre (2-10 km Höhe) und der zugehörigen Schwerewellenaktivität (schwarz) im Dezember 2009 über Prag; schwarz umrandet ist der Zeitraum 20. - 24.12.2009.

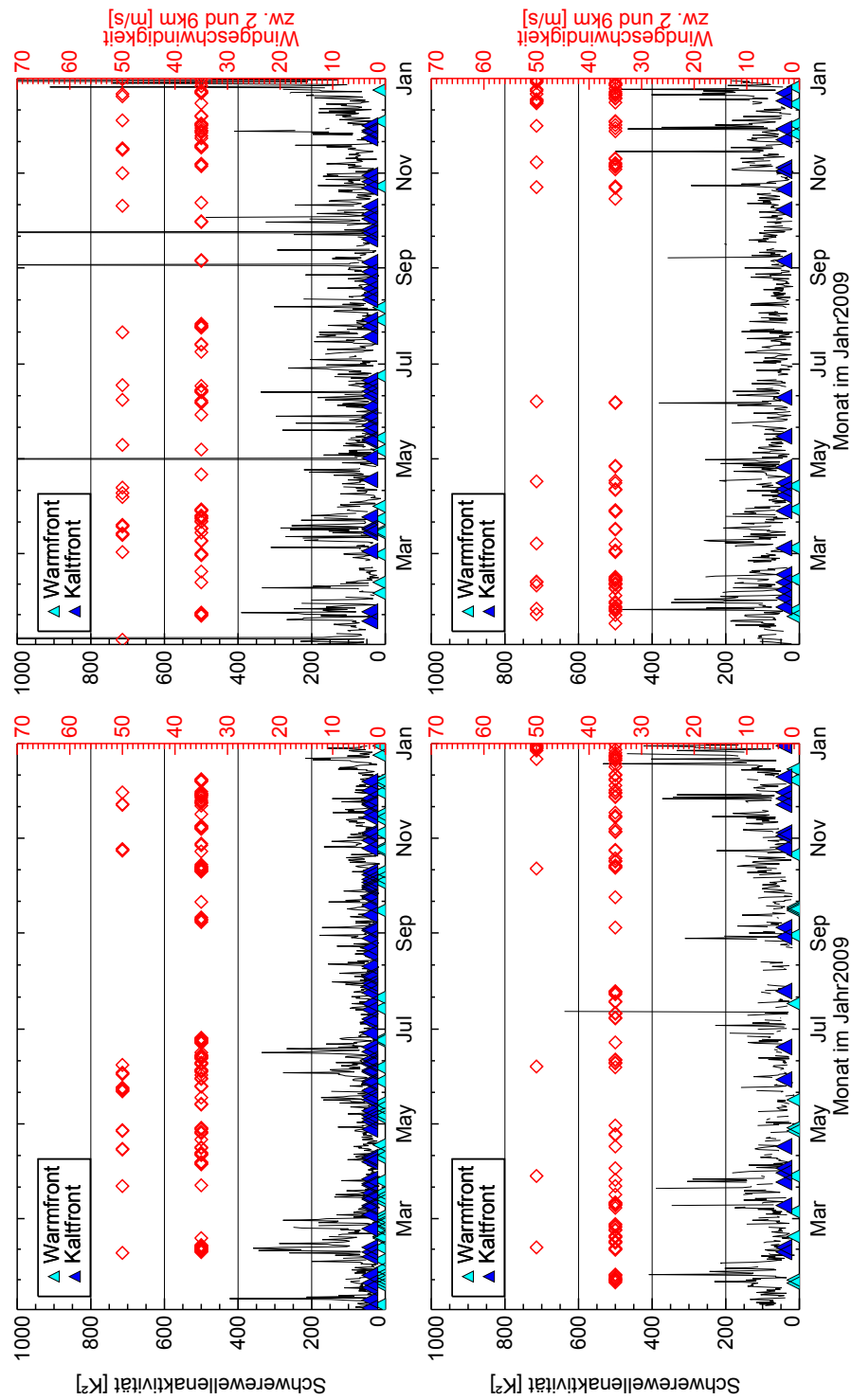


Abb. 5.17 – Gezeigt sind die SWA in K^2 (schwarz) und die troposphärischen Windgeschwindigkeiten zwischen 2 und 9 km Höhe, wobei nur Messzeitpunkte mit Werten die größer 35 und 50 m/s sind markiert werden (Mitte, rote Rauten), kombiniert mit Tagen an denen eine Front Prag passiert hat (unten, Dreiecke). Blaue Dreiecke stehen für Kaltfronten, während türkise Dreiecke für Warmfronten stehen.

Im ersten Schritt der Berechnung wird die äquipotentielle Temperatur³ bestimmt. Dies ist nötig, da die normale Temperatur als Parameter zur Lokalisierung einer Front nicht ausreicht. Die genauen Formeln zur Bestimmung werden im Anhang 6 erklärt. Dann werden Wetterkarten erstellt, die sowohl die Isobaren des Drucks auf NN als auch die Isentropen⁴ beinhalten. Abbildung 5.19 zeigt den Vergleich der selbst erstellten Konturplots der äquipotentiiellen Temperatur (Mitte) mit Bodendruckkarten des DWD (oben) für zwei Zeitpunkte (16.12.2011 um 6 UTC und 17.12.2011 um 0 UTC). Die beiden unteren Teilgrafiken in Abbildung 5.19 stellen die Gradienten der äquipotentiiellen Temperatur in südlicher Richtung dar. Die Berechnung dieser Gradienten ist für jeden Gitterpunkt in jeweils acht Richtungen mit jeweils drei unterschiedlichen Radien (140, 250 und 390 km) möglich, wurde hier aber nur für eine Richtung und einen Radius als Konturplot visualisiert (Südliche Richtung mit Radius 250 km). Die gezeigten Temperaturgradienten unterschreiten dabei den definierten Grenzwert von $\frac{-2,8 K}{100 km}$. Da die Lufttemperatur meist erst nach dem Durchzug der Kaltfront sinkt, muss die Kaltfront in der Abbildung südlich des Temperaturgradienten über Palma eingezeichnet werden. Im Vergleich der drei Karten stellt sich heraus, dass die Berechnung des Gradienten aus den ECMWF-Daten eine gute Möglichkeit bietet, Fronten zu lokalisieren und zu visualisieren. Mithilfe einer genaueren Untersuchung der berechneten Temperaturgradienten in Kombination mit den Wetterkarten und speziellen konvektiven Ereignissen werden die Gradienten in fünf Klassen eingeteilt. Ein Vergleich mit der SWA wird dadurch besser möglich. Tabelle 5.4 gibt die Grenzen der Klassen für die Temperaturgradienten an. Eine Front wird ab einem Gradienten von $\frac{-2,5 K}{100 km}$ anerkannt. Die fünf Klassen S1 bis S5 beschreiben die Stärke einer Front.

Im nächsten Schritt wird das Fronten-Erkennungsverfahren weiterentwickelt. Das Verfahren lokalisiert Fronten automatisch um einen definierten Standort herum und gibt ihre Stärke und Richtung aus. Zusätzlich wird ein optischer Abgleich mit Wetterkarten des Deutschen Wetterdienstes durchgeführt, um das Verfahren empirisch zu überprüfen. Das Verfahren wird nun anhand dem Beispiel aus Abbildung 5.19 vorgestellt. Zunächst werden die Temperaturgradienten in den acht definierten Richtungen (Nord, Nordost, Ost, Südost, Süd, Südwest, West und Nordwest) und für jeweils drei Radien (140, 250 und 390 km) berechnet.

Tabelle 5.4 – Klassifizierung der Stärke einer Kaltfront

Klasse	Gradient in $\frac{K}{100 km}$	
	größer als	kleiner als
S1	-2,5	-3,5
S2	-3,5	-5,5
S3	-5,5	-6,5
S4	-6,5	-7,5
S5	-7,5	

³Die äquipotentielle Temperatur oder auch potentielle Äquivalenttemperatur ist die Temperatur, die ein Luftpaket annimmt, wenn der gesamte enthaltene Wasserdampf bei konstantem Druck kondensiert ist und dem Luftpaket die freiwerdende Kondensationswärme wieder zugeführt wird. Das Luftpaket hat dann die Äquivalenttemperatur. Wird es nun trockenadiabatisch auf 1000 hPa gebracht, hat es die potentielle Äquivalenttemperatur.

⁴Linien gleicher Entropie werden als Isentropen bezeichnet. Bleibt die Entropie bei einem (thermodynamischen) Prozess konstant, so wird dieser Prozess als isentrop bezeichnet. Entropie kann durch diabatische Prozesse zu- oder abgeführt werden und nach dem 2. Hauptsatz nur durch irreversible Prozesse erzeugt werden. Folglich ist ein adiabatisch, reversibler Prozess immer auch isentrop. Die Umkehrung gilt jedoch nicht, denn der irreversible Entropiezuwachs bei einem thermodynamischen Prozess könnte auch diabatisch exakt kompensiert werden, so dass Netto eine Isentropie herrscht. In der Meteorologie wird als Analogon zur Physik gern die potentielle Temperatur benutzt. Dementsprechend werden Linien gleicher potentieller Temperatur als Isentropen bezeichnet.

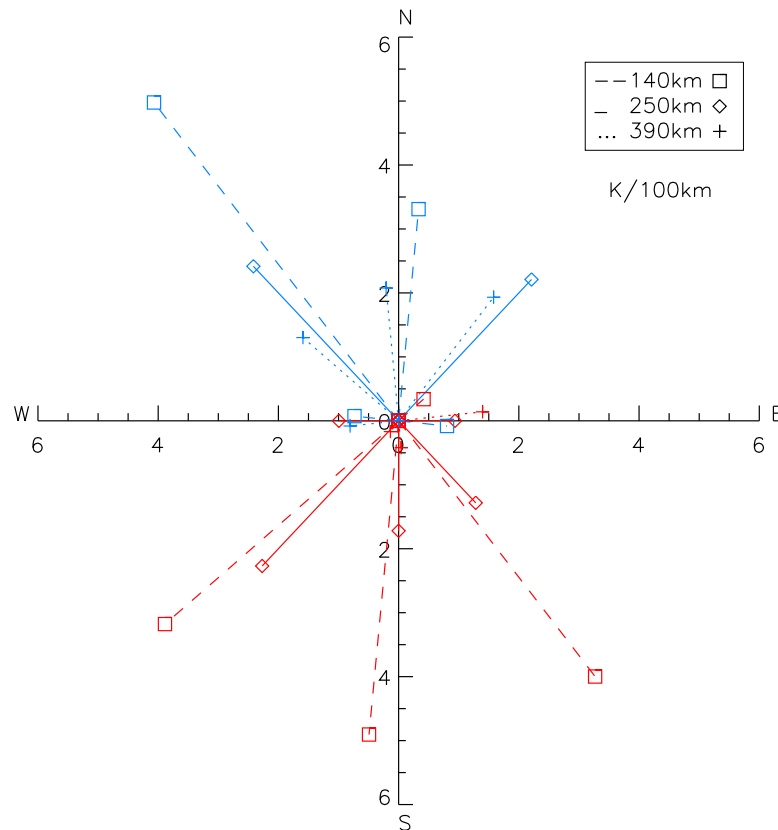


Abb. 5.18 – Gradienten der äquipotentiellen Temperatur in Abhängigkeit vom Abstand vom Messstandort (hier Palma de Mallorca), ausgedrückt durch die drei Radien von 140 (Quadrat mit gestrichelter Linie), 250 (Raute mit durchgezogener Linie) und 390 km (Pluszeichen mit gepunkteter Linie), sowie von der Richtung. Rote Symbole stehen für positive Gradienten, blaue für negative.

Abbildung 5.18 stellt die 24 Gradienten grafisch dar, wobei positive Werte in Rot und negative Werte in Blau markiert sind und die Länge der Linie die Stärke des Gradienten widerspiegelt. Die Grafik zeigt, dass ein sehr starker Temperaturgradient in Richtung Nordwest vorliegt. Dieser unterschreitet den schon genannten Schwellwert von $\frac{-2,5 K}{100 km}$ (Klasse 1). Des Weiteren sind Richtung Osten zwei positive (rote) Gradienten und ein negativer (blauer) Gradient zu sehen. Die beiden positiven Werte repräsentieren die zwei längeren Radien (250 km markiert durch eine Raute und 390 km markiert durch ein Pluszeichen), der negative Wert kommt beim kürzesten Radius von 140 km (markiert durch ein Rechteck) vor. Dieser Temperatur sprung in eine spezielle Richtung weist darauf hin, dass die Kaltfront sich in diesem Bereich befindet, nämlich östlich von Palma in einem Abstand zwischen 140 und 250 km. Durch einen Vergleich mit der Wetterkarte (siehe Abbildung 5.19, oben) wird das Ergebnis bestätigt. Die Automatisierung des Verfahrens macht es möglich zwischen acht Messstandorten zu wählen: Catania (Italien), Haute Provence (Frankreich), Cuneo Levaldigi (Italien), Oberpfaffenhofen (Deutschland, Palma de Mallorca (Spanien), Prag (Tschechien), Wien (Österreich) und die Zugspitze (Deutschland).

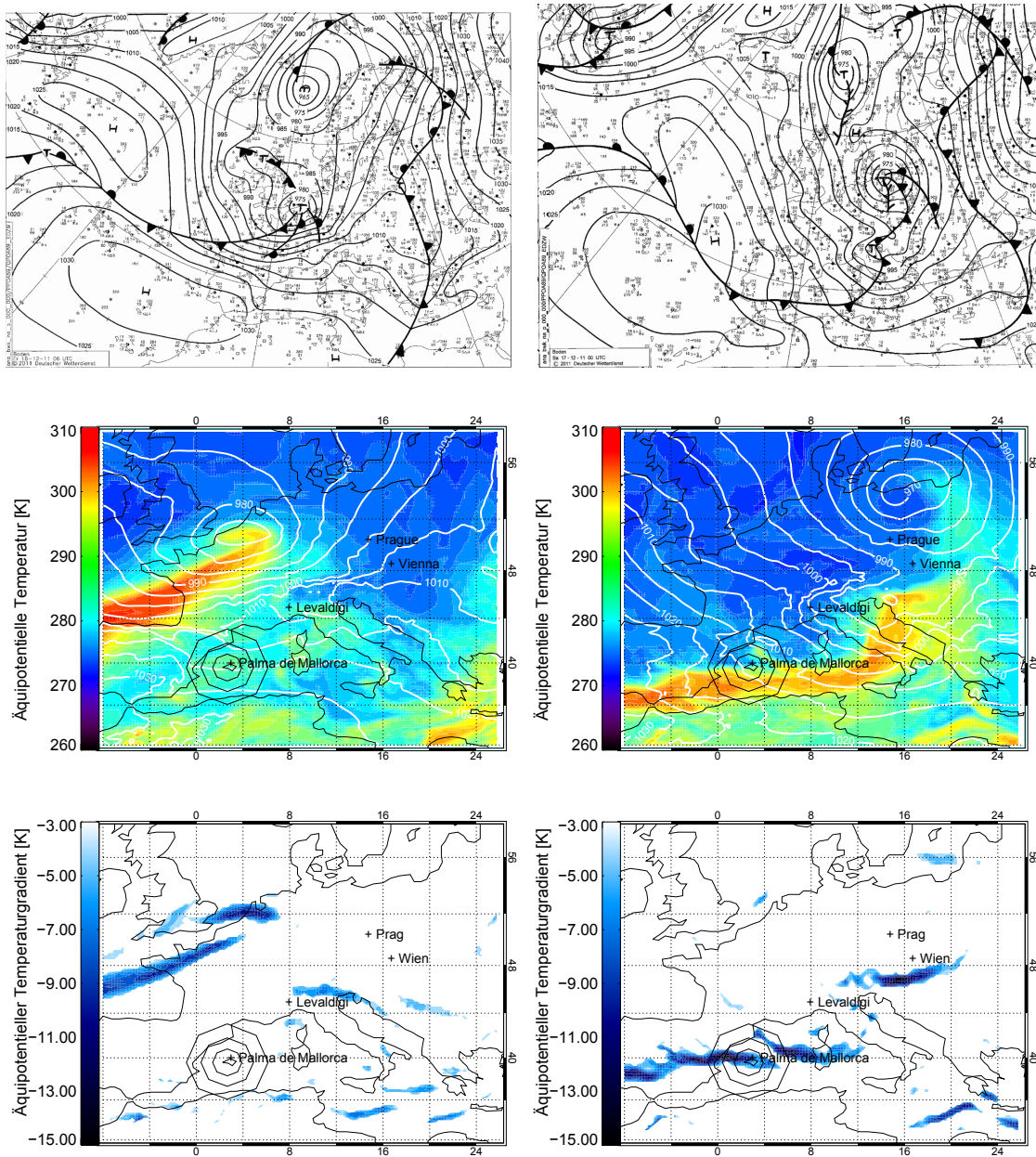


Abb. 5.19 – Bodendruckkarten vom Deutschen Wetterdienst (oben; siehe im Anhang 6 in groß), Contourplots der äquipotentiellen Temperatur überlagert mit dem Bodendruck (weiß) aus ECMWF-Daten (Mitte) sowie Gradient der äquipotentiellen Temperatur nach Süden gerechnet (unten). Dargestellt sind dabei nur Werte die kleiner als 2,7 K/100 km sind und somit nur Kaltfronten zeigen. Die linke Reihe zeigt den Zeitpunkt 16.12.2011 um 6 UTC, die rechte Reihe den 17.12.2011 0 UTC.

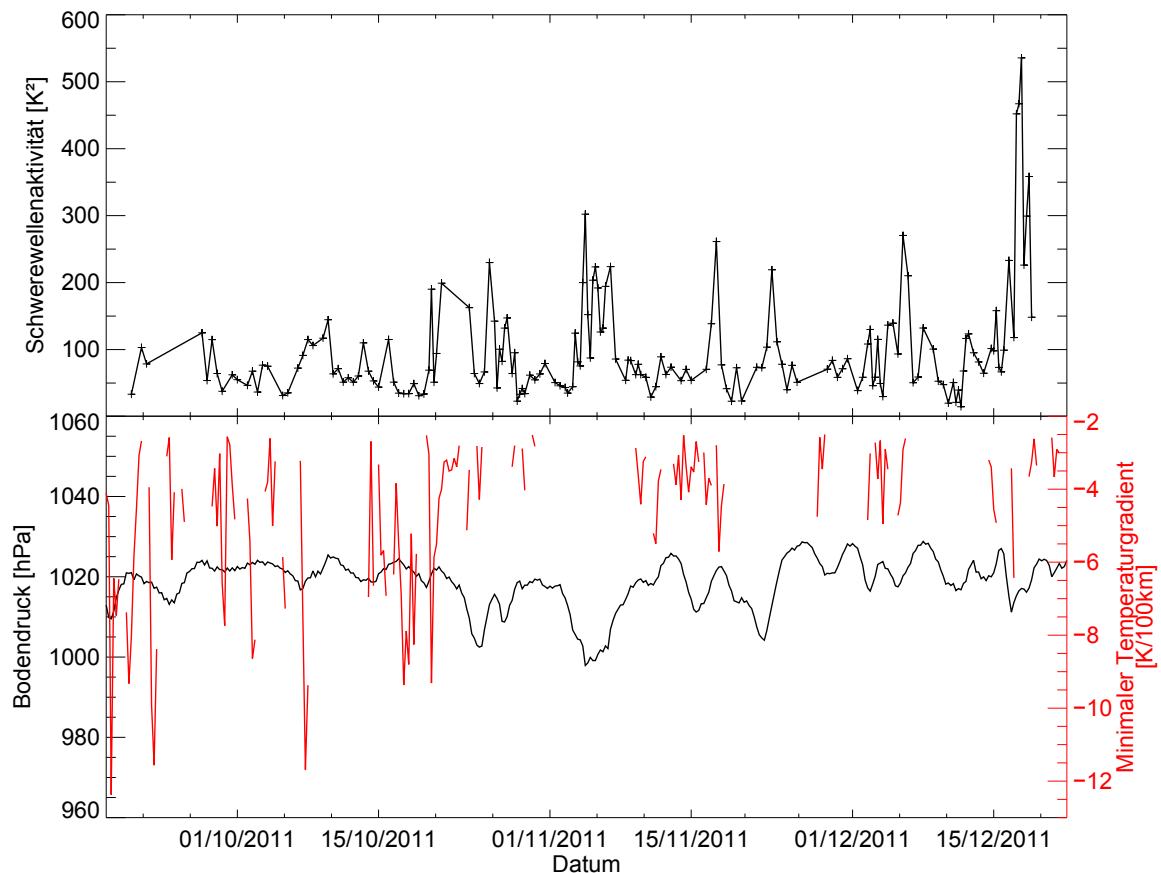


Abb. 5.20 – Kombinationsplot: der obere Teil zeigt die Schwerewellenaktivität zwischen 17 und 25 km Höhe (schwarze Kurve). Der untere Teil zeigt den Bodendruck in hPa (schwarz) und die Frontenaktivität, dargestellt durch den minimalen Temperaturgradienten in K/100 km (rot). Es ist der Zeitraum vom 18.09. bis 17.12.2011 an der Station Palma de Mallorca dargestellt.

Im letzten Schritt des Verfahrens wird die lokalisierte Front mit erhöhter Schwerewellenaktivität sowie einem Druckabfall am Messstandort korreliert. Dazu wird das Lokalisierungsverfahren mit der Bodendruck- sowie der SWA-Zeitreihe für die entsprechende Station kombiniert. Abbildung 5.20 stellt eine grafische Auswertung der Zusammenhänge dar. Im unteren Teil wird in schwarz der Bodendruck an der Messstation Palma de Mallorca und der minimale Temperaturgradient in Rot gezeigt, wobei nur Temperaturgradienten dargestellt sind, die den erwähnten Grenzwert von $\frac{-2,5 K}{100 km}$ unterschreiten und damit einer der fünf Klassen aus Tabelle 5.4 angehören. In der oberen Hälfte ist die Schwerewellenaktivität wiederzufinden (schwarze Kurve). Der gezeigte Zeitraum bezieht sich auf die Radiosondenmessungen der CESAR-Kampagne (18.09. - 17.12.2011). Abbildung 5.20 macht deutlich, dass Spitzenwerte in der Schwerewellenaktivität immer zeitgleich mit einem Abfall des Bodendrucks, also einem Tiefdruckeinfluss bei Palma auftreten. Zudem zeigen auch kleinere Ausschläge in der SWA eine optische Ähnlichkeit. Niedrigere Werte der Schwerewellenaktivität kommen in einem Zeitraum vor, wo eindeutig vermehrte und starke Frontenaktivität vorlag. Die Korrelationskoeffizienten zwischen den drei Parametern Druck, SWA und Gradient der

Tabelle 5.5 – Kreuzkorrelation der Parameter Bodendruck, SWA und Gradient der äquipotentiellen Temperatur

τ Parameter	-24 h	-18 h	-12 h	-6 h	± 0 h	+6 h	+12 h	+18 h	+24 h
Front - SWA	+0,15	+0,25	+0,23	+0,26	+0,20	-0,05	+0,02	-0,05	+0,10
Front - Druck	-0,24	-0,22	-0,28	-0,30	-0,32	-0,30	-0,25	-0,27	-0,28
SWA - Druck	-0,19	-0,28	-0,34	-0,32	-0,27	-0,22	-0,17	-0,15	-0,15

äquipotentiellen Temperatur werden untersucht. Um dem zeitlichen Versatz der Spitzenwerte in den Parametern gerecht zu werden, werden Kreuzkorrelationen verwendet. Dabei werden die Zeitreihen um $\tau = -4, -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3, +4$ zueinander verschoben. Eine Zeitschritt entspricht 6 Stunden. Die Ergebnisse der Kreuzkorrelationen sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Die höchsten Korrelationskoeffizienten sind grau hinterlegt. Negative Werte bedeuten, dass eine Antikorrelation vorliegt, während positive Koeffizienten für eine direkte Korrelation stehen. Der Zusammenhang zwischen dem Gradient der äquipotentiellen Temperatur (= Front) und der SWA zeigt eine geringe positive Korrelation, die im Maximum +0,26 beträgt. Der maximale Koeffizient für die Korrelation zwischen SWA und Bodendruck beträgt -0,34. Das bedeutet, je tiefer der Druck ist desto größer ist die SWA. Eine ähnlicher Zusammenhang ergibt sich für den Temperaturgradient versus dem Bodendruck (-0,32): je stärker der Gradient wird, desto tiefer ist auch der Druck.

5.2.4 Diskussion der Ergebnisse

Die Schwerewellenaktivität an den vier betrachteten Stationen weist einen deutlichen Jahresgang auf, mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer. Ein solcher Jahresgang wurde hier bereits in den Energiedichten und Impulsflüssen (siehe Kapitel 5.1) sowie in anderen Studien (vgl. z. B. Chane-Ming et al., 2007; Zhang et al., 2010, 2014) nachgewiesen. Die Berechnung des simplen Maßes für die Schwerewellenaktivität erfolgte dabei für den stratosphärischen Bereich zwischen 17 und 25 km Höhe, wie es in der Literatur oft verwendet wird (Vincent und Alexander, 2000; Wang und Geller, 2003; Gong und Geller, 2010) und sowohl Randeffekte des Enttrendsverfahrens, als auch Fehler durch die Anpassung an der Tropopause ausschließt. Es konnte dabei auch gezeigt werden, dass sich die wesentlichen Schwerewellensignaturen der unteren Stratosphäre in diesem Höhenbereich befinden.

Wie bereits viele andere Veröffentlichungen zeigen, sind tropische Zyklone (vgl. z. B. Kim et al., 2009; Kumar et al., 2011; Chane-Ming et al., 2014) und tropische Konvektion (siehe z. B. Dutta et al., 2009; Tulich und Kiladis, 2012; Jewtoukoff et al., 2013) signifikante Quellen für Schwerewellen. Modellstudien bestätigen dies (z. B. Grimsdell et al., 2010; Lane und Zhang, 2011). Die in Kapitel 5.2 vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass auch extratropische Zyklone bzw. Tiefdruckgebiete der mittleren Breiten in Zusammenhang mit verstärkter Schwerewellenaktivität auftreten. Dazu gibt es bisher nur wenige Studien (vgl. Sato et al., 1995; Hoffmann und Alexander, 2010). Diese Arbeit möchte die Hypothese prüfen, ob die Stärke der Schwerewellenquelle (Tiefdruckgebiet) mit der Stärke der daraus resultierenden Wirkung (Schwerewellenaktivität) in Zusammenhang steht. Das Zentrum eines Tiefdruckgebiet der mittleren Breiten als Schwerewellenquelle wird dabei mithilfe des Bodendrucks

charakterisiert, während Fronten anhand der äquipotentiellen Temperatur untersucht werden. Die Analysen zeigen keinen starken linearen Zusammenhang zwischen den betrachteten Parametern. Die Ergebnisse zeigen aber, dass ein Zeitversatz von 12 Stunden zwischen der erhöhten SWA und dem Druck/ Druckgradient zu den besten Korrelationskoeffizienten führt. Der vorhandene zeitliche Versatz der Extrema im Bodendruckgradient und der SWA sowie die Nichtlinearität des Zusammenhangs zwischen den beiden Parametern haben einen negativen Einfluss auf die Korrelationskoeffizienten. Ein starker Druckgradient kann zwei Gründe haben: zum einen können die Isobaren sehr stark gedrängt sein, zum anderen kann die Zuggeschwindigkeit des Tiefs entscheidend sein, wenn das Tief sich mit seinem Zentrum rasch in Richtung der Messstation bewegt. Fehlende Druckgradienten in Bereichen hoher SWA sind darauf zurückzuführen, dass sich der Druck entweder innerhalb von 12 Stunden nicht geändert oder leicht erhöht hat. Dies kann beispielsweise sein, wenn das Tiefdruckgebiet sich horizontal weit erstreckt oder wenn sich der Zyklon nur mäßig bewegt bzw. durch eine Großwetterlage blockiert wird. Für die weiterführenden Arbeiten ist es daher erforderlich die Zugrichtung und Zuggeschwindigkeit des Tiefs sowie dessen Ausdehnung zu berücksichtigen. Dazu wäre eine intensive Analyse der Bodenluftdruckfelder über den gesamten Zeitraum der Analysen in zeitlich hoch aufgelöster Form (~ 6 h) nötig. Ein passender Datensatz wären die ECMWF-Analysen. Überdies ist eine Betrachtung der vertikalen und horizontalen Ausbreitungsrichtungen der einzelnen Schwerewellen wichtig, um die Quellzuweisung zu vereinfachen. Auch die Verwendung eines Raytracing-Verfahrens wie GROGRAT (Gravity-wave Regional Or Global Ray Tracer; vgl. (Eckermann und Marks, 1997)) bietet an dieser Stelle einen guten Ansatzpunkt, um die Quelle besser identifizieren zu können (z.B. Demissie et al., 2014).

Mithilfe einer Waveletanalyse wird der Zusammenhang zwischen Bodenluftdruckänderungen und Änderungen im Impulsfluss hergestellt. Die gefundenen Periodendauern sind sich sehr ähnlich und entsprechen typischen Periodendauern von planetaren Wellen (siehe z. B. Forbes, 1995). Anhand der Ergebnisse wird gezeigt, dass nicht nur ein leichter linearer Zusammenhang zwischen der Stärke der Quelle und der SWA besteht, sondern, dass auch die Schwankungen der beiden Parameter durch ähnliche Periodendauern geprägt sind. Die planetaren Wellen, die in Zusammenhang mit den Zugbahnen von Tiefdruckgebieten stehen, beeinflussen damit auch indirekt die Schwerewellenaktivität. Hier ist es vor allem im Hinblick auf den Klimawandel und die damit möglicherweise verbundene Änderung der Intensität und der Zugbahnen von Tiefdruckgebieten (siehe z. B. Graham und Diaz, 2001; Ulbrich et al., 2007) nötig, weiter Forschung zu betreiben. Dabei ist es besonders wichtig, die Stärke des Tiefdruckgebietes noch deutlicher zu quantifizieren, als es mithilfe des Bodendrucks an einer Station im Rahmen dieser Arbeit möglich ist. Des Weiteren kann der zeitliche Versatz der korrelierten Parameter bei der Vorhersage von Änderungen im Tiefdruckgebiet genutzt werden, da die Änderung der SWA der Änderung im Bodendruck vorausgeht.

Das automatische Verfahren zur Lokalisierung von Kaltfronten ist neuartig in dieser Form und funktioniert gut. Eine Weiterentwicklung wäre an der Stelle des Zusammenhangs zwischen der Front und der SWA nötig, da die Ergebnisse noch Schwächen aufweisen. Die Ausbreitungsrichtungen und Phasengeschwindigkeiten der Schwerewellen sollten berücksichtigt werden, ebenso wie die Ausbreitungsrichtung der Front.

5.3 Auswertung der CESAR-Messkampagne

Um den Einfluss von starken Tiefdruckgebieten und Fronten auf die stratosphärische Schwerewellenaktivität näher zu untersuchen, wurde im Rahmen des Projektes CESAR eine Messkampagne durchgeführt.

5.3.1 Temperaturfluktuationen

Der obere Teil von Abbildung 5.21 zeigt die Temperaturresiduen in Kelvin, variierend mit Zeit und Höhe. Zwei Dinge sind zu erkennen: Zum einen wird die Tropopausenregion während der gesamten Kampagne durch teilweise stark negative Werte (-10 bis -2 K) im Bereich zwischen 9 und 14 km Höhe repräsentiert. Zum anderen gibt es Bereiche starker SWA. Die negativen Werte in der Tropopausenregion können durch die Tatsache erklärt werden, dass der kubische Spline die Tropopause nicht ausreichend gut nachbilden und damit fälschlicherweise als Welle interpretiert werden kann (Kramer et al., 2015). Aus diesem Grund werden auch nur Residuen aus Höhen über der 17 km-Grenze auf Schwerewellenaktivität hin analysiert. Insbesondere die zweite Hälfte der Periode P7 wird durch eine schwach ausgeprägte Tropopause charakterisiert. Das ist ein Hinweis auf eine Änderung der aktuellen Wettersituation, wie z.B. der Durchzug einer Kaltfront, der zu einer Reduzierung des Temperaturgradienten führt. Die zwei bereits erwähnten Perioden herausragender Schwerewellenaktivität sind im oberen Teil der Grafik 5.21 durch schwarze Rechtecke markiert. Es ist zu erkennen, dass diese beiden Perioden starker SWA mit einem Absinken und Abschwächen der Tropopausenhöhe einhergehen. Eine unzureichende Nachbildung der Tropopausenregion durch den kubischen Spline kann dann dazu verwendet werden, einen Hinweis auf eine Änderung der Wettersituation zu geben. Das Absinken der Tropopause sowie Änderungen im Temperaturgradient sind dabei die wichtigen Faktoren.

5.3.2 Vergleich von Schwerewellenaktivität, Druck und Wind

Im unteren Teil der Abbildung 5.21 wird ein Zusammenhang der beiden Perioden starker SWA mit sinkendem Bodendruck und einer sehr hohen troposphärischen Windgeschwindigkeit hergestellt. Dazu ist die Grafik in drei Teile gespalten. Der unterste Teil zeigt den zeitlichen Verlauf des Bodendrucks während der Kampagne am Messstandort Palma de Mallorca (bodennah, untere Troposphäre). Im mittleren Teil der Grafik ist die Geschwindigkeit des Hintergrundwindes mit der Höhe (0-20 km) dargestellt, wobei der Bereich zwischen 5 und 15 km entscheidend ist (mittlere bis obere Troposphäre), um den troposphärischen Jet zu untersuchen. Der oberste Teil gibt die Schwerewellenaktivität in der unteren Stratosphäre (17-25 km) mithilfe der Residuenquadratsummen an. Mithilfe der schwarzen leicht schräg verlaufenden vertikalen Linien wird ein möglicher zeitlicher Zusammenhang zwischen den drei Parametern verdeutlicht. Kommt es bodennah zu einem Druckabfall aufgrund eines sich nähernden Tiefdruckgebietes, steigt die Windgeschwindigkeit des Jets erheblich an und in

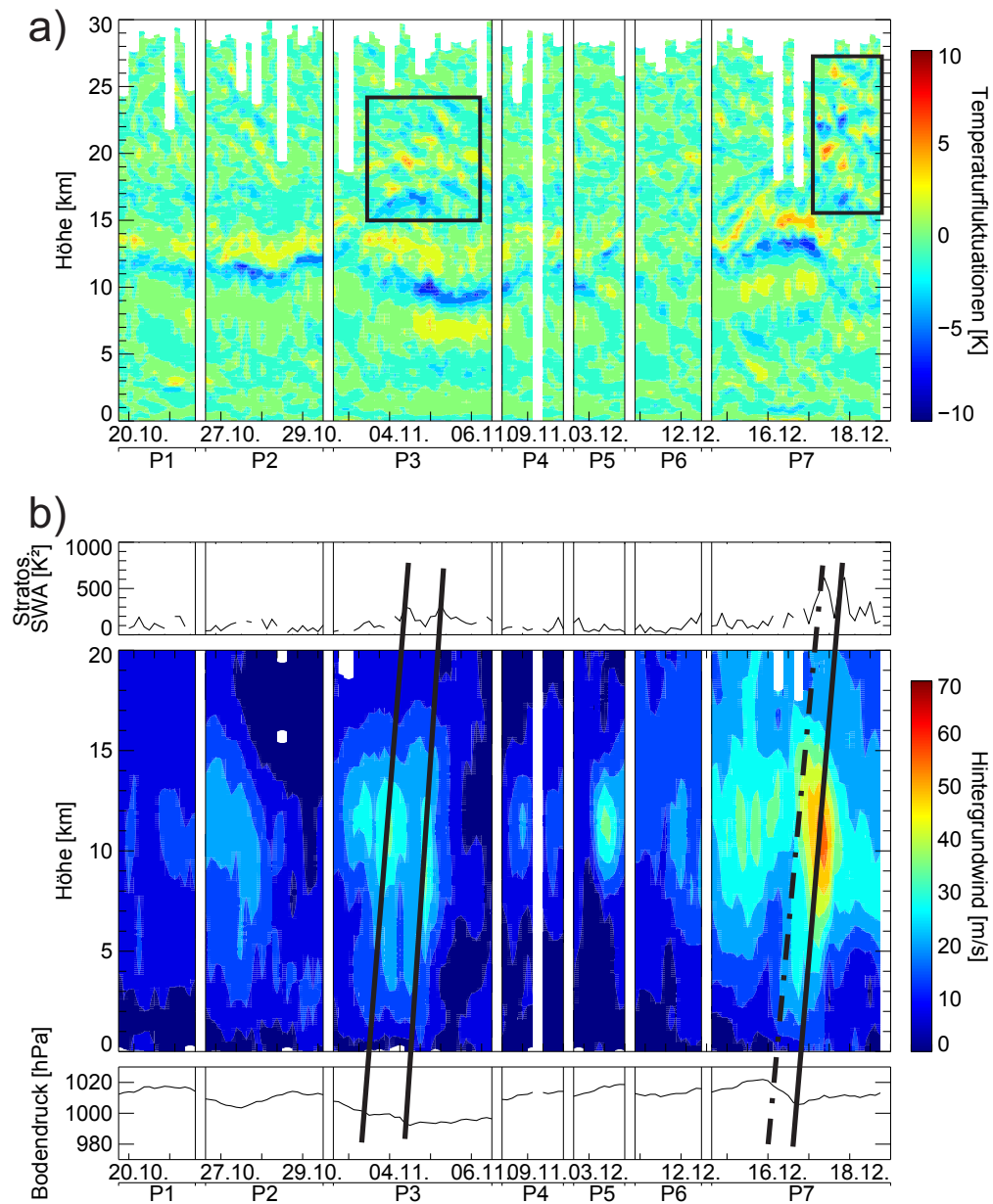


Abb. 5.21 – a) Gezeigt sind die Temperaturresiduen zwischen 0 und 30 km, wobei schwarze umrandete Gebiete auf besonders aktive Phasen von Schwerewellen hindeuten.

b) Dargestellt sind der Bodendruck (unten in hPa) - troposph. Wind (Mitte in m/s) - stratosph. Schwerewellenaktivität (oben in K^2); schräge schwarze Linien sind per Hand eingefügt und sollen die mögliche zeitliche Abfolge und damit die Verbindung der drei Parameter verdeutlichen; die gepunktete schwarze Linie markiert eine mögliche weitere Verbindung.

der Stratosphäre kommt es zu einer deutlich erhöhten Schwerewellenaktivität. Die gepunktete schwarze Linie soll eine mögliche weitere Verbindung darstellen, die mit der ersten von zwei Konvektionslinien der Kaltfront vom 16. auf den 17. November assoziiert werden kann. Maximale Windgeschwindigkeiten und minimaler Druck sind erst während dem Durchzug der zweiten Konvektionslinie einige Stunden später zu beobachten.

5.3.3 Horizontale Ausbreitungsrichtung

Neben der allgemeine SWA in der Stratosphäre werden auch die mittleren horizontalen Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen in diesem Bereich ausgewertet. Wie Abbildung 5.22 zeigt, sind auch in diesem Fall die Unterschiede zwischen den beiden Berechnungsmethoden (Stokes-Parameter und Hodographenanalyse) eher gering. Klar ersichtlich sind, wie auch bereits in Grafik 5.1, die dominanten Richtungen von Nordwest und Südost.

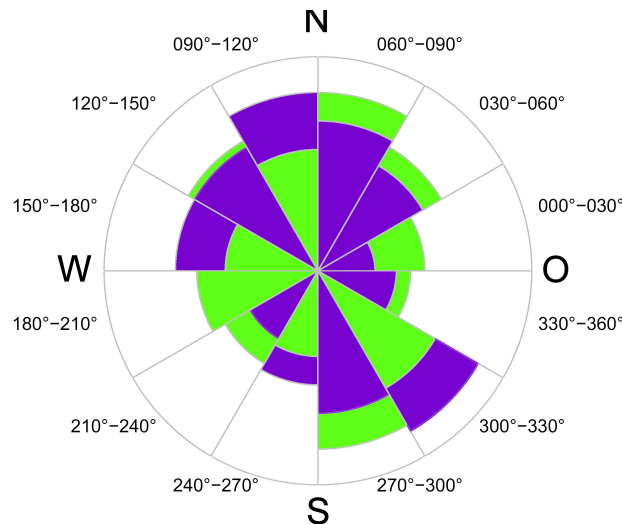


Abb. 5.22 – Horizontale Ausbreitungsrichtungen (Einteilung wie in Abb. 5.1) während der CESAR-Kampagne; die Ergebnisse wurden mithilfe der Hodographenanalyse in Lila und mithilfe der Stokes-Parameter in Grün erzielt. Der grau Kreis markiert dabei die Anzahl von 30.

5.3.4 Schwerewellenaktivität in der mittleren Atmosphäre

In der Nacht vom 16. auf den 17. Dezember 2011 bewegte sich eine starke Kaltfront aus Richtung Nordwest über Mallorca hinweg. In Abbildung 5.23 sind zwei Satellitenbilder zu sehen, die zum einen die Konvektion vor (links) dem Frontendurchzug zeigt, zum anderen die Konvektion als die Front bereits Mallorca passiert hatte (rechts).

Obwohl Wolken bei den GRIPS-12 Messungen dazu führen können, dass keine Temperaturwerte abgeleitet werden können, machten es zwei nahezu wolkenfreie Nächte (16./17.12. und 17./18.12.2011) möglich, fast lückenlose Temperaturzeitreihen mit dem GRIPS-Instrument zu

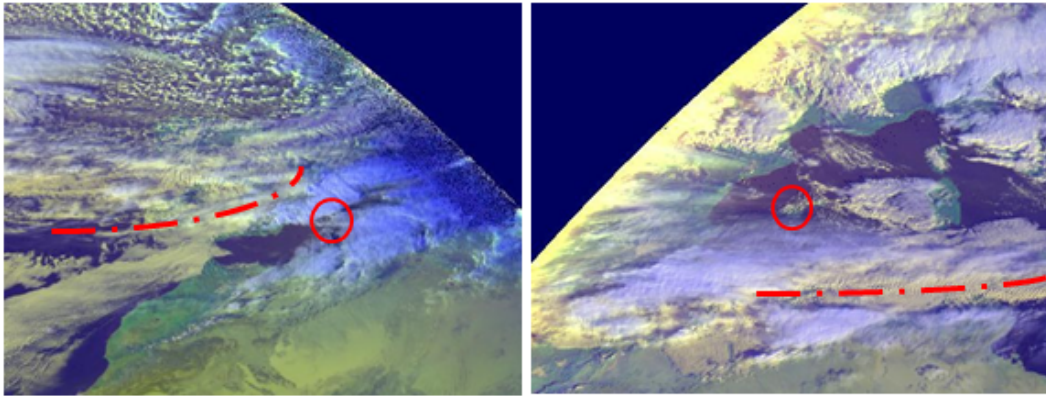


Abb. 5.23 – MSG (Meteosat Second Generation) Sevir-Satellitenbilder einer Kaltfront über Mallorca, aufgenommen vor der Überquerung (16.12.2011, 16:00 UTC) von Mallorca, als die Front noch über dem spanischen Festland liegt, und danach (17.12.2011, 7:45 UTC), als sie sich bereits südöstlich befindet.

messen. Abbildung 5.24 stellt den Zusammenhang zwischen den Radiosondenmessungen und den zugehörigen GRIPS-Zeitreihen während und nach der Front dar. Im unteren Bereich ist ein Konturplot der Temperaturresiduen für den Zeitraum 16. - 18.12.2011 gezeigt. Im oberen Bereich werden die Temperaturzeitreihen der Mesopausenregion in Rot dargestellt (Nächte vom 16./17.12. und vom 17./18.12.2011). Während des Zeitraums, in dem die Kaltfront Mallorca passierte und der durch den schwarzen Rahmen markiert ist, sind die Amplituden der Temperaturfluktuationen in der unteren Stratosphäre moderat; die Mesopausentemperaturen nehmen aber stark zu. Dieser Temperaturanstieg ist möglicherweise eine Folge des Frontendurchzugs, wird hier aber nicht näher untersucht. Verstärkte Schwerewellenaktivität zeigt sich nach der Front in der unteren Stratosphäre. Um das Auge zu leiten, enthält die Grafik per Hand eingezeichnete horizontale Strichpunktlinien; sie markieren die Wellenfronten einer Welle von 6 - 7 km vertikaler Wellenlänge. Senkrecht zu den Wellenfronten sind die vertikalen Ausbreitungsrichtungen der Signaturen eingezeichnet (vertikal ausgerichtete Strichpunktlinien).

Weiterführend wird die HA auf die Temperatur- und Windfluktuationen der Radiosondenaufstiege zwischen dem 17. und 18.12.2011 angewendet. Es werden die verschiedensten vertikalen Wellenlängen gefunden (siehe auch Abb. 4.1). Für die meisten Sondierungen ergibt sich dabei eine vertikale Wellenlänge zwischen 6 und 7 km (siehe Tab. 14 im Anhang 6). Neben diesen werden auch eine Reihe von kleineren Wellenlängen abgeleitet. Für Wellen mit Amplituden kleiner 0,5 K gilt, dass sie nicht vom Fehlerbalken zu unterscheiden sind und damit aus den folgenden Analysen ausgeschlossen werden. Der Vergleich der Parameter aus der Spektralanalyse und denen, die per Auge aus der Grafik 5.24 abgelesen werden können, zeigt, dass eine Welle mit vertikaler Wellenlänge von 6 - 7 km in der unteren Stratosphäre vorhanden war. Abschließend werden intrinsische Frequenzen, horizontale Ausbreitungsrichtungen, horizontale Wellenlängen, horizontale und vertikale Gruppen- sowie Phasengeschwindigkeiten abgeleitet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst.

Zum Vergleich werden ebenfalls die Mesopausentemperaturen der Nacht 17./18.12.2011 mit der HA analysiert. Es ergeben sich vier Sinusschwingungen mit Perioden zwischen 1,5 und 10 h. Das GRIPS-Instrument vermisst verschiedene OH Airglow Vibrationsübergänge (OH(3-

Tabelle 5.6 – Wellenparameter abgeleitet aus den Ergebnissen der HA, für vertikale Wellenlängen von 6 und 7 km

Wellenparameter	Wertebereich
Intrinsische Frequenz	$4,0 \cdot 10^{-4} \text{ 1/s} - 6,0 \cdot 10^{-4} \text{ 1/s}$
Horizontale Wellenlänge	117 km – 162 km
Vertikale Gruppengeschwindigkeit	0,9 m/s – 1,5 m/s
Horizontale Gruppengeschwindigkeit	24,0 m/s – 25,5 m/s
Zonale Phasengeschwindigkeit	-11,6 m/s – -4,9 m/s
Dauer für 70 km Höhenbereich	12 h – 20 h
Periodendauern	116 min – 764 min
Vertikale Ausbreitungsrichtung	Aufwärts
Horizontale Ausbreitungsrichtung	$119^\circ - 172^\circ$

1) und OH(4-2)), die aus leicht unterschiedlichen Höhe stammen. Ein Vergleich der Emissionen zeigt, dass die vermessenen Wellen sich nach oben ausgebreitet haben (persönl. Kommunikation Carsten Schmidt). Der Zeitversatz zwischen den verschiedenen Emissionen erlaubt zusätzlich eine Abschätzung der vertikalen Wellenlängen der Wellen. Allerdings lässt sich nur für die 10 h-Periode ein genaues Ergebnis ableiten, da sie die größte Amplitude aufweist. Die vertikale Wellenlänge beläuft sich auf $7 \pm 2,3 \text{ km}$. Um den Bereich zwischen den beiden Messverfahren zu schließen, werden Satellitenmessungen von TIMED/SABER herangezogen (für Details siehe <http://saber.gats-inc.com>) und nach zeitlicher sowie örtlicher Übereinstimmung mit Mallorca und dem Durchzug der Front gefiltert. Es sind zwei passende Temperaturprofile vorhanden (16.12.2011 19:20 UTC und 18.12.2011 01:40 UTC). Zur Ableitung der Schwerewellensignaturen wird das beschriebene Enttrendsungsverfahren verwendet (Limit der vertikalen Wellenlängen bei der Filterung war 20 km). Durch die Anwendung der HA auf zwei definierte Höhenbereiche der Temperaturprofile, 18 - 50 km und 52 - 87 km, wird in beiden Höhenbereichen für das erste der beiden Profile (16.12.2011) eine vertikale Wellenlänge zwischen 6 - 7 km abgeleitet. Im zweiten Profil ergibt sich keine passende Wellenlänge. Dies kann durch erklärt werden, dass die erste SABER-Messung deutlich näher an der Kaltfront durchgeführt wurde (weniger als 110 km Entfernung) als das zweite Profil (circa 300 km Entfernung).

Schwerewellen werden auf dem Weg durch die Atmosphäre stark durch die Umgebung beeinflusst. Es kommt oft zu Abweichungen von der linearen Wellentheorie (z.B. Fritts et al., 2006). Es wird daher überprüft, ob eine vertikale Ausbreitung der betrachteten Wellen bis in die Mesopausenregion möglich war. Dazu werden Phasengeschwindigkeiten und horizontale Hintergrundwinde miteinander verglichen, weil der zonale Hintergrundwind u_0 Schwerewellen filtern kann ($c < u_0$). Die zonalen Phasengeschwindigkeiten der 6 - 7 km Welle liegen während des betrachteten Zeitraumes zwischen $\sim -12 \text{ m/s}$ und $\sim +14 \text{ m/s}$ für den Zeitraum vom 17. bis 18.12.2011. Zum Vergleich werden zonale Windgeschwindigkeiten in Palma de Mallorca für vier Zeitpunkte am 17.12.2011 (0, 6, 12 und 18 UTC) basierend auf ECMWF-Daten herangezogen. Es zeigt sich, dass eine vertikale Ausbreitung einigen der abgeleiteten Schwerewellen von der troposphärischen Quelle bis in die Mesopausenregion möglich war, wie z.B. der im Beispiel angesprochenen Welle aus Tabelle 5.6. Die Annahme, dass sich eine Schwerewelle mit $\lambda_z \approx 6 - 7 \text{ km}$ vertikal von der unteren Stratosphäre bis in die obere Mesosphäre ausgebreitet hat, ist damit gerechtfertigt.

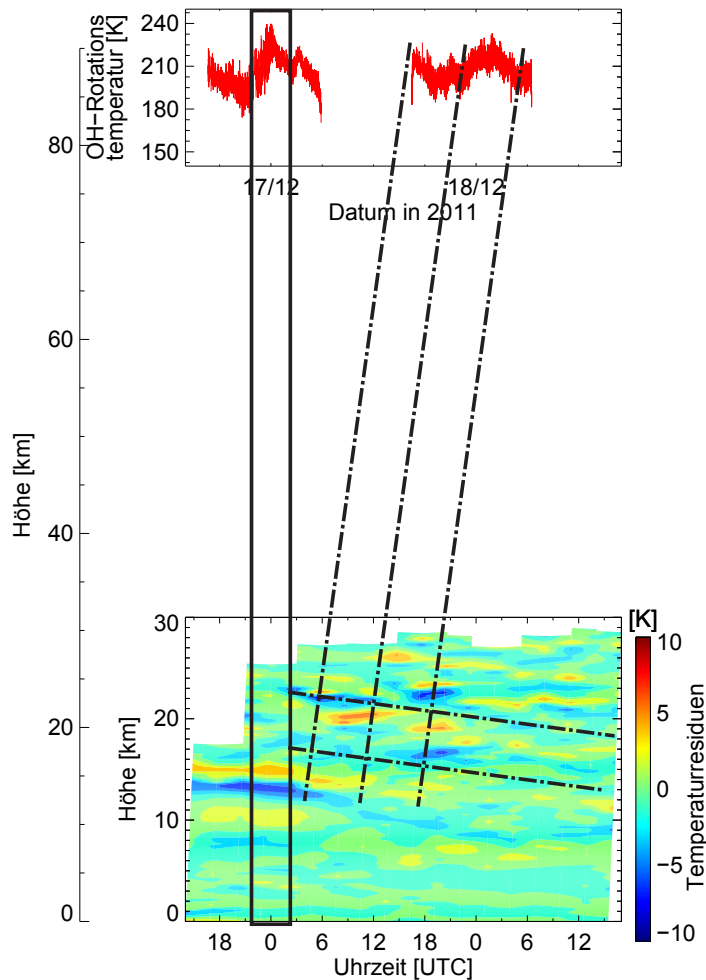


Abb. 5.24 – Unten: Konturplot der Temperaturresiduen für den Zeitraum 16.-18.12.2011 zwischen 0 und 30 km Höhe
Oben: Mesopausentemperaturen in circa 87 km Höhe für die beiden Nächte 16./17.12. und 17./18.12.2011.
Die linke Zusatzachse markiert den Abstand der beiden Messsysteme. Die schwarze Box zeigt den Zeitraum, in dem die Front Mallorca passiert hat. Die mit Strichpunkten gekennzeichneten horizontal ausgerichteten Linien sind per Hand eingefügt und verdeutlichen die Wellenfronten einer Welle von 6 - 7 km vertikaler Wellenlänge. Senkrecht zu den Wellenfronten ist die vertikale Ausbreitung der Signaturen eingezeichnet.

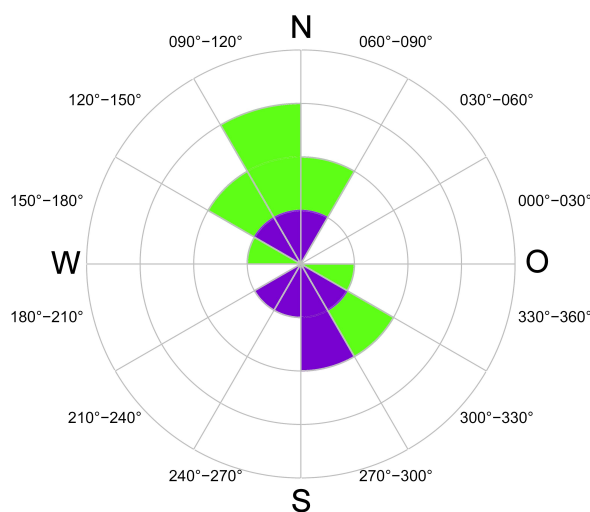


Abb. 5.25 – Horizontale Ausbreitungsrichtungen in 30°-Abschnitte eingeteilt, wobei 0° mit Richtung Ost assoziiert wird und die Winkel gegen den Uhrzeigersinn zunehmen; die Ergebnisse sind mithilfe der Hodographenanalyse berechnet. Der lila Anteil markiert die Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen vor dem Durchzug der Kaltfront am 16.12.2011, während der grüne Anteil die Richtungen der Wellen nach dem Passieren der Kaltfront am 17.12.2011 darstellt. Graue Linien markieren hier 1-er Schritte.

Um ein abschließendes Bild von der Ausbreitung der Wellen vor, während und nach der Front zu erhalten, werden für diesen Zeitraum die horizontalen Ausbreitungsrichtungen betrachtet. Abbildung 5.25 zeigt die Ergebnisse der Hodographenanalyse für das Ereignis, wobei die lila Bereiche die Ausbreitungsrichtung der Wellen vor dem Durchzug der Front, die grünen Bereiche die Richtung danach markieren. Die Ergebnisse zeigen, dass die Wellen vor dem Eintreffen der Front aus Nord/Nordwest gekommen sind und sich in Richtung Süd/Südost ausgebreitet haben; nach dem Durchzug der Front haben sich die Richtungen umgekehrt.

5.3.5 Energiedichten und Impulsflüsse

Um den Energietransport und die Impulsflüsse von Schwerewellen während der Kampagne zu untersuchen, werden zunächst die potentiellen und kinetischen Energiedichten für den stratosphärischen Bereich ausgewertet (siehe Abb. 5.26). Die potentielle Energie (obere Teilgrafik) sowie die kinetische Energie (untere Teilgrafik) zeigen im Allgemeinen einen zeitlich ähnlichen Verlauf, während die kinetische Komponente aber um einen Faktor 2 größer ist als die potentielle. Beide Zeitreihen in Abb. 5.26 weisen erhöhte Werte in den Messperioden P3 und P7 der Kampagne auf. Die höchsten Energiedichten (P3: $E_{pot} = 9 \pm 2.2 \text{ J/kg}$ und $E_{kin} = 24 \pm 1.8 \text{ J/kg}$, P7: $E_{pot} = 18 \pm 2.6 \text{ J/kg}$ und $E_{kin} = 33 \pm 0.8 \text{ J/kg}$) erreichen circa das Doppelte von den Werten während der übrigen Phasen ($E_{pot} = 6.1 \pm 1.9 \text{ J/kg}$ und $E_{kin} = 13.9 \pm 1.7 \text{ J/kg}$). Zum einen wurden während den Perioden 3 und 7 besondere

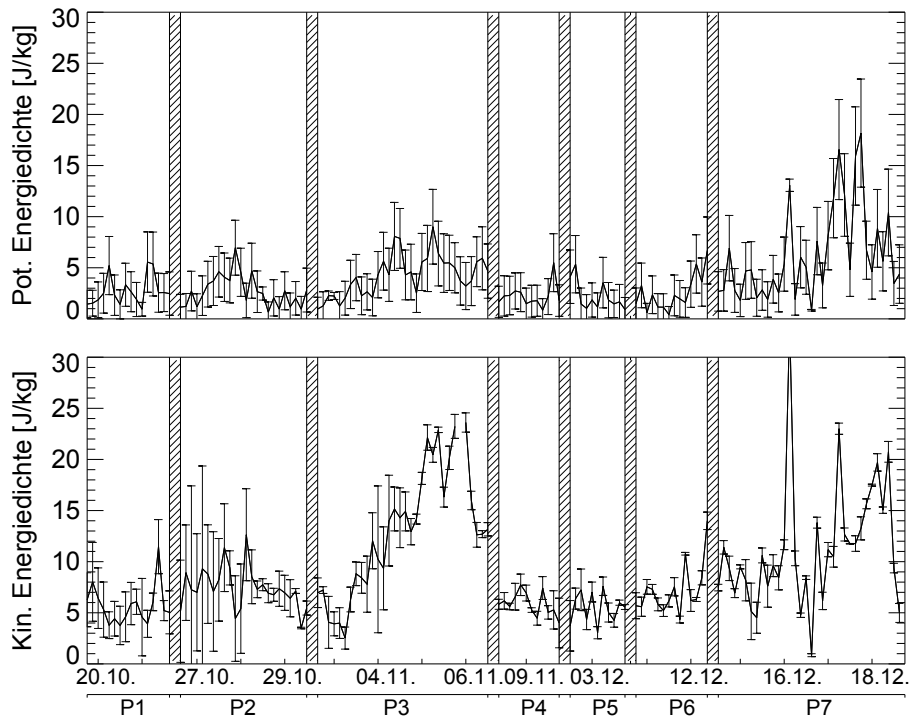


Abb. 5.26 – Energiedichten während der CESAR-Kampagne in der Stratosphäre; die obere Teilgrafik zeigt die potentielle Energiedichte, während die untere die kinetische Energiedichte darstellt.

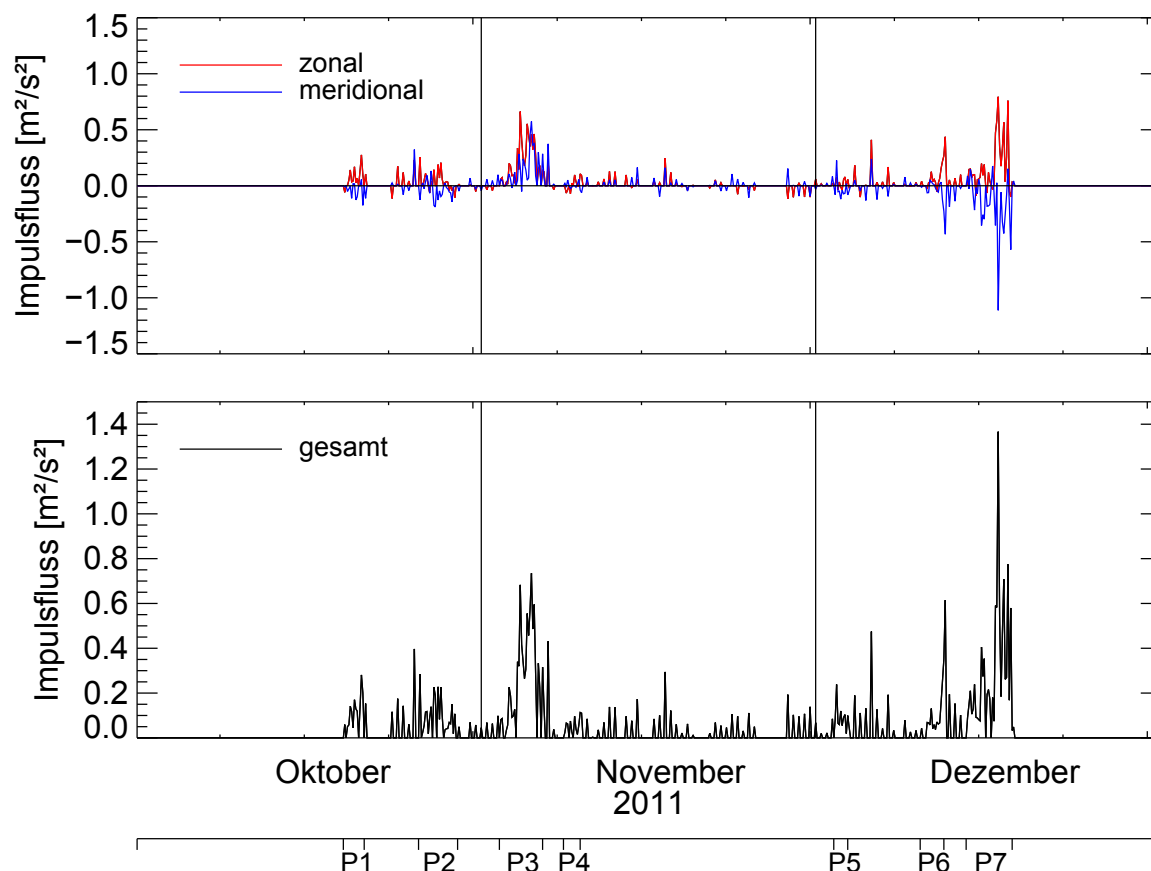


Abb. 5.27 – Zeitreihen der vertikalen Impulsflüsse zwischen 17 und 25 km für den Zeitraum der CESAR-Kampagne. Die zonale Komponente ist in Rot dargestellt, die meridionale in Blau und der totale Impulsfluss (Betrag) in Schwarz. Deutlich erkennbar sind Phasen von erhöhtem Impulsfluss (P3, P7).

Wettersituationen nachgewiesen (Medicane und Kaltfront), zum anderen werden diese beiden Zeiträume durch erhöhte Werte in potentieller und kinetischer Energie charakterisiert. Dies ist ein Hinweis darauf, dass beide Wettersituationen dazu führen, dass ein erhöhter Betrag an Energie durch die Atmosphäre transportiert wird.

Die Bestimmung der vertikalen Impulsflüsse dient dem Zweck, diesen Befund weiter zu quantifizieren. Abbildung 5.27 zeigt die zeitliche Entwicklung des vertikalen Mittels des zonalen, meridionalen und gesamten Impulsflusses vom 19. Oktober 2011 bis zum 18. Dezember 2011 für den stratosphärischen Höhenbereich zwischen 17 und 25 km. Einige Spitzenwerte in der Impulsflusszeitreihe sind offensichtlich. Insbesondere Anfang November und Mitte Dezember ist die Zeitreihe durch deutlich erhöhte Werte geprägt. Diese Werte stimmen sehr gut mit den bereits erwähnten Wettersituationen überein. Während sowohl die zonale, als auch die meridionale Komponente während P3 positiv sind (Medicane), führt die Frontenaktivität in P7 bei der zonalen Komponente zu positiven und bei der meridionalen zu negativen Werten. Dies bedeutet, dass alle Impulsflüsse nach oben gerichtet sind. Während P3 erfolgt die Ausbreitung nach Osten bzw. Norden und während P7 nach Osten bzw. Süden.

Aufgrund der Ergebnisse in Abbildung 5.27 wird nun eine Fallstudie durchgeführt, um den

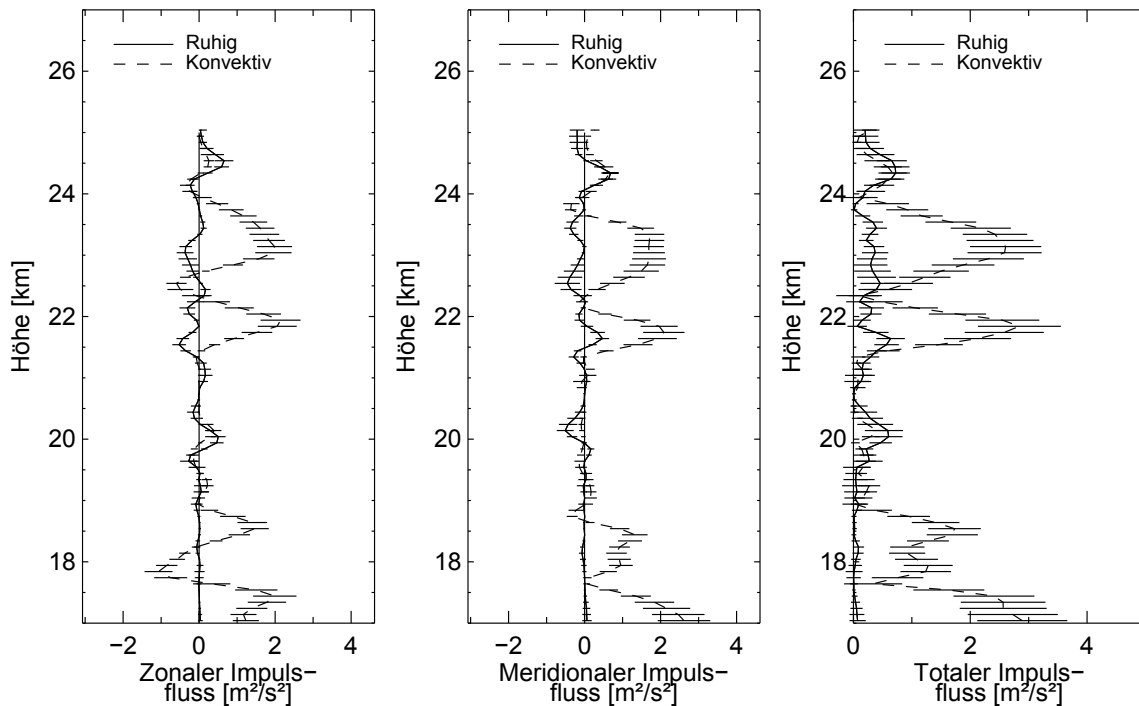


Abb. 5.28 – Vertikale Impulsflüsse (links: zonal, mittig: meridional, rechts: absolut) zwischen 17 und 25 km während einer wolkenfreien (31.10.2011 23 UTC) und einer konvektiven Periode (05.11.2011 11 UTC).

Impulsfluss vor und während eines starken Tiefdruckgebietes näher zu untersuchen. Dazu werden zum Vergleich ein Tag mit ruhiger, wolkenloser Wetterlage gewählt (30.10.2011, 23 UTC) und ein Tag, während dem sich das Zentrum des Tiefs über Mallorca befand und der Zyklon sich intensivierte (05.11.2011, 11 UTC). Mithilfe der in Kapitel 2.2.2 dargestellten Formeln ist es möglich, Höhenprofile der Impulsflüsse in der unteren Stratosphäre aus den Fluktuationen von Temperatur und Wind abzuleiten. Abbildung 5.28 stellt diese vertikalen Impulsflüsse der beiden ausgewählten Messungen für den stratosphärischen Bereich zwischen 17 km und 25 km dar. Die konvektive Periode zeigt gegenüber der Vergleichsmessung einen starken Anstieg in den Impulsflusswerten. Außerdem variieren die Impulsflusswerte mit der Höhe sehr stark. Durch einen Vergleich der meridionalen und der zonalen Komponente ist ein kleiner höhenabhängiger Versatz der Kurven zu erkennen, der durch den Phasenunterschied der Welle in der zonalen und meridionalen Windgeschwindigkeit entsprechend der Theorie zu erklären ist (Gossard und Hooke, 1975). Da ein direkter Vergleich der höhenabhängigen Kurven dadurch sehr schwierig ist, werden die Werte zusätzlich über den stratosphärischen Höhenbereich aufintegriert und erneut verglichen. Es ergeben sich für die ruhige Wetterlage für beide Komponente der Wert $(1,1 \pm 0,1) \text{ m}^2/\text{s}^2$, während die Impulsflüsse, die mit den konvektiven Wetterperioden in Verbindung gebracht werden, zu einem mehr als viermal so hohen Wert führen mit $(5,0 \pm 0,2) \text{ m}^2/\text{s}^2$ (zonal und meridional). Maximal führt der Medicane also zu einer Zunahme von $(3,9 \pm 0,3) \text{ m}^2/\text{s}^2$.

Mithilfe der Abbildung 5.29 wird der Anstieg der Impulsflusswerte in Zusammenhang mit dem abnehmenden Druck durch den Sturm noch einmal verdeutlicht. Sie zeigt in Schwarz

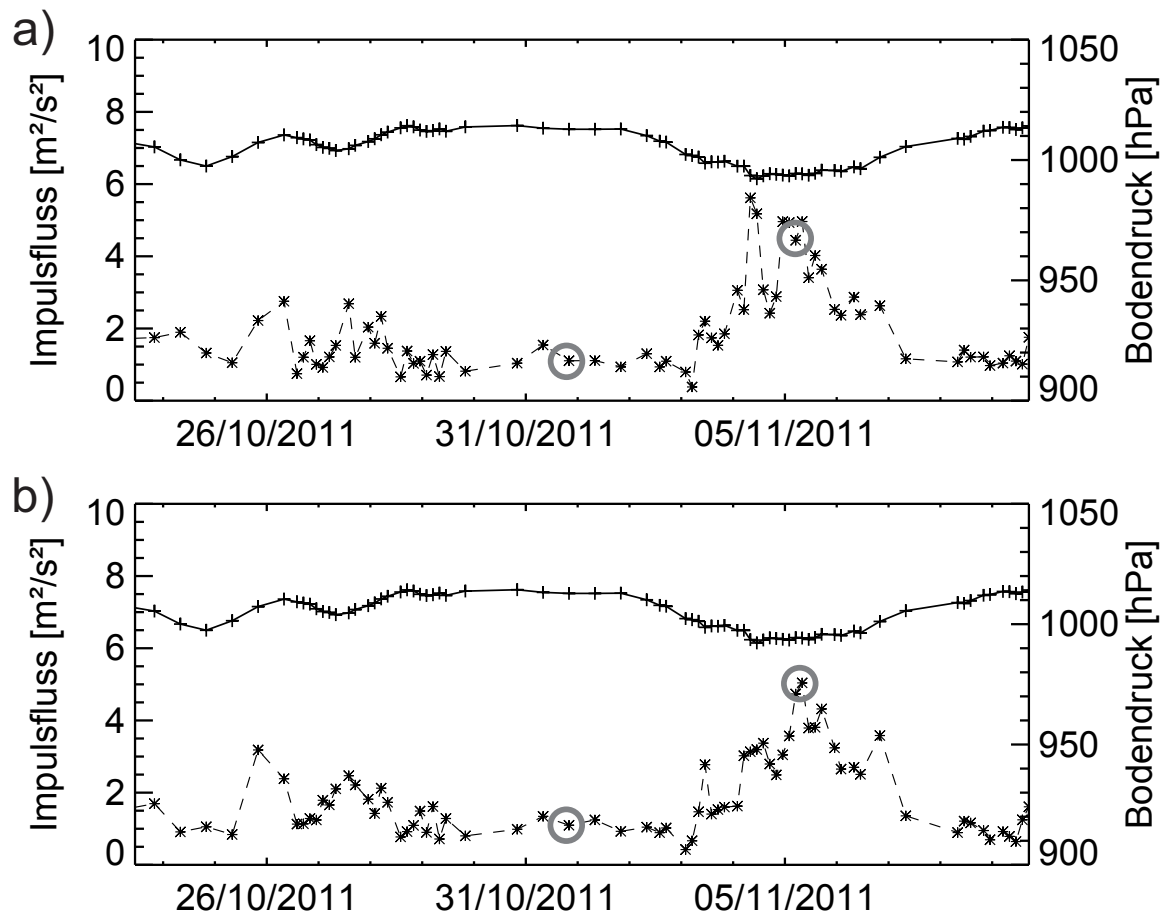


Abb. 5.29 – Integrierte Impulsflüsse für die zonale Komponente (a, gestrichelt mit Sternchen) und die meridionale Komponente (b, gestrichelt mit Sternchen) zusammen mit dem Bodendruck (durchgezogene Linie mit Pluszeichen) auf Mallorca im Zeitraum 23.10. - 9.11.2011. Die grauen Kreise markieren die in Abbildung 5.28 verwendeten Messungen.

(gestrichelte Linie mit Sternchen) die integrierten Impulsflusswerte (a: zonal, b: meridional) für den Zeitraum 23.10. - 09.11.2011. Mit der durchgezogenen Linie (Pluszeichen) sind die zugehörigen Bodendruckwerte eingezeichnet. Die grau umrandeten Sternchen markieren die beiden beschriebenen Messungen der wolkenlosen (30.10.2011, 23 UTC) und der konvektiven Periode (05.11.2011, 5 UTC). Neben dem beschriebenen Beispiel ist in der vorderen Hälfte der Grafik zusätzlich ein weiteres Ereignis erkennbar, bei dem abnehmender Druck und erhöhte Impulsflüsse zeitlich zusammenfallen. Dieser Fall wird hier nicht weiter untersucht.

5.3.6 Diskussion der Ergebnisse

Mithilfe einer Messkampagne wurden einige Schwerewellenparameter, abgeleitet aus Radiosonden- und Airglowmessungen, in Zusammenhang mit signifikanten Wettersituationen analysiert. Erhöhte Schwerewellenaktivität in der unteren Stratosphäre konnte dabei während der Entwicklung eines Hurrikan-ähnlichen Sturms sowie des Passierens einer Kaltfront nachgewiesen werden. Es wird angenommen, dass die Quellen der abgeleiteten Schwerewellen die Ereignisse aus P3 (Medicane) und P7 (Front) selbst sind. Es konnte gezeigt werden, dass eine mittlere Basisschwerewellenaktivität von 135 K^2 vorliegt. Es liegt nahe, dass diese Aktivität auf stetig angeregte Leewellen zurückgeführt werden kann, die sich durch die Kombination aus vorherrschender Windrichtung, welche normalerweise durch den sogenannten Poniente (ein warmer Wind, der vom Festland Spaniens kommt) beeinflusst wird, und der im Nordwesten der Insel liegenden Bergkette der Serra Tramuntana bilden. Es wurden dazu Satellitenaufnahmen herangezogen (MSG-Seviri), in denen immer wieder Schwerewellen-Muster in den Wolken sichtbar sind.

Der horizontale Hintergrundwind steht über die geostrophische Windapproximation in direktem Zusammenhang mit dem Bodendruck. Eine Änderung im Wind kann einen Hinweis auf herannahende Fronten geben. Die Analyse troposphärischer Windgeschwindigkeiten und der zeitlich zugehörigen Schwerewellenaktivitätszeitreihe zeigt entsprechend einen Zusammenhang zwischen außerordentlichem Abfall des Bodendrucks nahe dem Tiefdruckkern und erhöhter Schwerewellenaktivität in der unteren Stratosphäre. Erhöhte Windgeschwindigkeiten in der oberen Troposphäre wurden als Konsequenz des Druckabfalls ebenfalls gefunden. Die konvektiven Regionen eines Tiefdruckgebietes können Schwerewellen abstrahlen, wobei hohe Windgeschwindigkeiten in der Jetregion die Wellen filtern können. Außerdem kann der Einfluss des Zyklons zu einer Abschwächung oder Verstärkung des Jets und damit zu einer schwächeren oder stärkeren Windscherung führen. Im Falle einer erhöhten Windscherung kann eine verstärkte Schwerewellenanregung auftreten, während bei einer abgeschwächten Windscherung weniger vertikal propagierenden Wellen gefiltert werden.

Die bereits erwähnte vorherrschende Windrichtung auf Mallorca sowie die damit einhergehende Durchzugsrichtung der Konvektion spiegeln sich auch in den bevorzugten Ausbreitungsrichtungen der Schwerewellen in der unteren Stratosphäre (Nordwest und Südost) wider. Dies konnte mithilfe einer Fallstudie (Frontendurchzug, P7) bestätigt werden. Wie auch in Lehmann et al. (2012) und anderen Modellstudien (Piani et al., 2000; Alexander et al., 2004) beschrieben, bewegen sich Schwerewellen nicht nur von ihrer Quelle weg, sondern speziell werden Wellen, die nach Osten propagieren, hauptsächlich östlich von der Konvektion beobachtet und nach Westen wandernde Wellen westlich davon. Andere Veröffentlichungen zeigen ähnliche Ergebnisse auch für topographisch angeregte Schwerewellen (Preusse et al., 2002; Sato et al., 2011). Die Zugrichtung der Front, wie auf Abbildung 5.23 ersichtlich, und die Einbeziehung des statischen Messstandortes bestätigt damit, dass die Wellen sich in dieser Weise von ihrer konvektiven Quelle wegbewegen.

Im Zusammenhang mit der Kaltfront in der Nacht vom 16. auf den 17. Dezember 2011 wurde gezeigt, dass eine Ausbreitung der Schwerewellen von der Quellregion in der Troposphäre bis in die mittlere Atmosphäre (Mesopausenregion) möglich war. In der Studie von Suzuki et al. (2013) werden ähnliche Ergebnisse präsentiert. Es wird die vertikale Ausbreitung einer mesoskaligen Schwerewelle von der unteren bis in die obere Atmosphäre untersucht. Dabei werden allerdings Airglow- und Lidarmessungen verwendet.

Die Untersuchung von Energiedichten und Impulsflüssen zeigte, wie bereits die Schwerewellenaktivität, dass ein zeitlicher Zusammenhang zwischen erhöhten Werten und den beschriebenen speziellen meteorologischen Ereignissen besteht. Dies liefert den Hinweis, dass beide Ereignisse zu einer erhöhten Menge an Energie geführt haben, die in der Atmosphäre auf- und abwärts transportiert worden ist. Eine Fallstudie zum Vergleich der Impulsflüsse vor und während dem Medicane lieferte in erster Linie das Ergebnis, dass die Schwerewellen, die ein starker Sturm abstrahlt zu einer mehr als vierfachen Erhöhung des Impulsflusses in der unteren Stratosphäre führt. Eine detaillierte Betrachtung zeigte in manchen Höhenbereichen während des Sturms sogar 10 bis 20-fach höhere Werte als davor. Ein Ergebnis, das beispielsweise auch mit der Studie von Nayar und Sreeletha (2003) übereinstimmt. Im Hinblick auf den Klimawandel und die damit möglicherweise einhergehenden Änderungen in den Intensitäten von Stürmen (Graham und Diaz, 2001; Ulbrich et al., 2007) wird eine Modifikation der Zyklon-induzierten Schwerewellenaktivität erwartet. Sturminduzierte Schwerewellen (wie während P3) transportieren große Mengen an Energie, während sie sich bis in die Mesopausenregion ausbreiten. Damit können sie die globale Zirkulation durch den sogenannten Effekt des Schwerewellendrags maßgeblich beeinflussen. Die erst kürzlich veröffentlichte Studie von Liu et al. (2014) verdeutlicht auf beeindruckende Weise durch die Anwendung des WACCM (Whole Atmosphere Community Climate Model)-Modells, dass sich Schwerewellen angeregt durch einen tropischen Zyklon in der Atmosphäre auf eine Skala von planetare Wellen konzentrisch ausbreiten. Eine genaue Charakterisierung der Schwerewellen, die durch tropische, aber auch extratropische Stürme angeregt werden, wird immer wichtiger, um die Parametrisierung in numerischen Klima- und Wettervorhersagemodellen zu verbessern.

Die hier vorgestellten Ergebnisse heben klar hervor, dass auch Stürme in den mittleren Breiten eine starken Schwerewellen-Impulsfluss erzeugen und dieser verglichen zu ruhigen Wetterlagen deutlich erhöht ist. Daher ist es wichtig, Schwerewellen vor, während und nach einem extratropischen Sturm zu vermessen. Im Fall von tropischen Sturmsystemen werden bereits anhand von sogenannten „targeted observations“, wie beispielsweise Dropsonden (z. B. Jung et al., 2011), Vermessungen verschiedener atmosphärischer Parameter durchgeführt. Eine Ableitung von Schwerewellencharakteristika wäre damit ebenfalls möglich und könnte für die Verbesserung der Parametrisierungen von nicht-orographischen Schwerewellen in Modellen eingesetzt werden.

Die Bedeutung der Weiterentwicklung der Parametrisierungen von nicht-orographischen Schwerewellenquellen wie Fronten in Klimamodellen wurde in den letzten zwei Dekaden immer deutlicher (Plougonven und Zhang, 2014). Viele Schwerewellenhotspots sind an orographische Besonderheiten gebunden. Die Verteilung der nicht-orographischen Quellen aber ist sehr weit verteilt; während Konvektion in den Tropen dominiert, überwiegen Strahlströme und Fronten in den mittleren Breiten. Obwohl sie lokal gesehen weniger intensiv sind als orographische Quellen, ist der global integrierte Beitrag nicht-orographischer Wellen vergleichbar mit orographischen Wellen (Hertzog et al., 2008). Mithilfe von Beobachtungen, die ein sichtbare Zunahme von Schwerewellenaktivität in der Nähe von Fronten und Strahlströmen nachwiesen (z. B. Fritts und Luo, 1992; Eckermann und Vincent, 1993; Plougonven et al., 2003), wurde gezeigt, dass Strahlströme und Fronten bedeutende Quellen sind. Allerdings besteht nach wie vor Forschungsbedarf im Thema wie die Wellen exakt angeregt werden. Verschiedene Mechanismen wie Anpassung ageostrophischer Winde an das geostrophische Gleichgewicht („Geostrophic Adjustment“), Scherinstabilitäten und Konvektion werden dabei diskutiert. Auch die Tatsache, dass die Phasengeschwindigkeiten dieser Wellen sich maßgeblich von denen orographischer Anregung unterscheiden, ist von großer Bedeutung dafür, wie die Wellen

die mittlere Atmosphäre beeinflussen. Fallstudien, wie sie in dieser Arbeit oder auch in anderen Studien durchgeführt wurden (vgl. z. B. Uccellini und Koch, 1987; Koch und Saleeby, 2001; Pan et al., 2010; Kramer et al., 2015) sind daher neben klimatologischen Langzeitbeobachtungen hoch aufgelöster globaler Daten essentiell, um die Charakteristika von Schwerewellen angeregt durch Fronten zu untersuchen. Die Quantifizierung der mittleren SWA an an einem bestimmten Ort kann dann in Kontext gesetzt werden mit der Quantifizierung der SWA in der sich entwickelnden Strömung. Die Perspektive Strahlströme und Fronten als Schwerewellenquellen zu quantifizieren und damit die Vermessung und Parametrisierung ihrer Variabilität zu ermöglichen, wird eine Verbesserung der Klimamodelle im Hinblick auf die zugrundeliegende Physik hervorbringen und sollte damit auch die interne Variabilität des Modells verbessern.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit war es den energetischen Zusammenhang zwischen Schwerewellen (als Wirkungsstärke) und Stürmen bzw. Tiefdruckgebieten (als Quellintensität) näher zu untersuchen, um einen Beitrag für die Verbesserung der Vorhersage von Zyklonen zu leisten. Als Datengrundlage für die Analysen der Schwerewellensignaturen dienten in erster Linie operationelle Radiosondenmessungen vier europäischer Stationen (Prag, Wien, Cuneo Levaldigi und Palma de Mallorca) über jeweils mehrjährige Zeiträume sowie Radiosondenmessungen die im Rahmen einer Messkampagne auf Mallorca (14. September 2011 - 10. Januar 2012) erzielt wurden. Aus den gemessenen meteorologischen Parametern Temperatur, Druck und horizontale Windgeschwindigkeit sowie -richtung wurden mithilfe eines Spline-basierten Enttrennungsverfahrens Schwerewellensignaturen herausgefiltert. Ergänzt wurde die Datengrundlage durch OH*-Rotationstemperaturen, die aus Infrarot-Emissionen des angeregten Hydroxyls mit dem GRIPS System im Rahmen der Messkampagne berechnet wurden.

Zur Untersuchung der kleinskaligen Dynamik wurden zunächst Langzeitstudien verschiedener Schwerewellencharakteristika mithilfe der vier genannten Zeitreihen durchgeführt. Die Zeitreihen der vier Standorte umfassten dabei unterschiedliche Zeiträume sowie unterschiedliche Häufigkeiten an Routinemessungen pro Tag: für Prag 1997 - 2009 um 0, 6, 12 und 18 UTC, für Mallorca 1998 - 2010 um 11 und 23 UTC, für Wien 2002 - 2010 um 0 und 12 UTC und für Cuneo Levaldigi 2005 - 2010 um 11 und 23 UTC. Es wurden horizontale und vertikale Ausbreitungsrichtungen, vertikale Wellenlängen, Energiedichten und vertikale Impulsflüsse abgeschätzt und saisonale sowie stationsabhängige Unterschiede betrachtet. Anschließend wurde ein möglicher Zusammenhang zwischen verstärkter stratosphärischer Schwerewellenaktivität und Tiefdruckgebieten untersucht. Insbesondere wurde die dazu eigens durchgeführte CESAR-Messkampagne auf Mallorca ausgewertet, in der 143 Radiosonden gestartet wurden. Die Radiosondenstarts erfolgten im Rahmen von in sieben Messperioden mit dem Ziel starke Tiefdruckgebiete sowie Fronten zu vermessen. Die Perioden 3 und 7 der Kampagne lieferten dazu gute Daten, da Periode 3 durch einen Hurrikan-ähnlichen Sturm geprägt war, während die Periode 7 sich durch den Durchzug zweier Kaltfronten auszeichnet.

Zunächst wurde mithilfe des Polarisationsgrades der Fluktuationen, welche als Schwerewellen interpretiert werden, bestimmt, dass eine Ableitung horizontaler Ausbreitungsrichtungen sowie intrinsischer Frequenzen gewährleistet ist. Der Polarisationsgrad betrug für alle Stationen im Mittel sowohl im Sommer als auch im Winter mehr als 0,6, was auf eine Tendenz zu vollständig polarisierten Zuständen hinweist. Die horizontalen Ausbreitungsrichtungen unterschieden sich aufgrund der zwei angewendeten Verfahren (Hodographenanalyse und Stokes-Parameter), für alle vier Standorte ergaben sich aber Nordwest und Südost als bevorzugte Ausbreitungsrichtungen. Es stellte sich heraus, dass diese mit den vorherrschenden Windrichtungen an den Stationen zusammenhängen. Saisonale Unterschiede zeigten, dass in den Wintermonaten das Muster an bevorzugten Richtungen deutlich ausgeprägter erkennbar war, als während der Sommermonate. Im Sommer verteilten sich die Häufigkeiten, mit Ausnahme von Cuneo Levaldigi, vergleichsweise gleich über alle Richtungen. Typischerweise breiten sich in der unteren Stratosphäre rund 60 - 80 % der Wellen nach oben aus. Dies konnte für die Stationen Prag, Wien und Cuneo Levaldigi gezeigt werden. Für Mallorca ergab sich ein ziemlich ausgeglichenes Verhältnis der Ausbreitungsrichtungen. Im Verlauf des Jahres wurden keine nennenswerten Unterschiede gefunden. Es wurde lediglich festgestellt, dass sich im Sommer die Anzahl der Wellen, die sich nach oben ausbreiten, verglichen mit dem Winter, leicht erhöht. In der Troposphäre dagegen ist in allen vier Zeitreihen ein sehr ähnliches Ergebnis nachgewiesen worden: es breiten sich unabhängig von der Jahreszeit rund 50 % nach oben

und 50 % unten aus. Außerdem ergab sich, dass sich die Verteilung der vertikalen Ausbreitungsrichtungen der Wellen in der unteren Stratosphäre mit geographischer Breite zu ändern scheint. Aufgrund der geringen Stationsauswahl liefern die Ergebnisse aber nur einen Hinweis darauf, dass die geographische Lage der Station einen Einfluss auf den Polarisationsgrad der Wellen hat.

Auswertungen der dominanten vertikalen Wellenlängen bestätigten den aus der Literatur bekannten mittleren Wert von ~ 3 km. Während keine signifikanten saisonalen Unterschiede nachgewiesen wurden, zeigte sich bei der räumlichen Unterscheidung, dass Mallorca ein weiter gefächertes Spektrum an vertikalen Wellenlängen im Mittel hatte als die anderen drei Stationen. Für Prag, Wien und Cuneo Levaldigi ergaben sich Wellenlängen zwischen 2,3 und 3,2 km, während Mallorca den Bereich von 1,2 - 3,3 km abdeckte.

Die Analyse zur räumlichen und zeitlichen Variation der Schwerewellenaktivität wurde anhand von Energiedichten, Impulsflüssen und einem selbst definierten Schwerewellenmaß, den Residuenquadratsummen, im Bereich 17 - 25 km Höhe durchgeführt. In allen drei Charakteristika wurde eine saisonale Abhängigkeit der Aktivität nachgewiesen, mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer. Eine räumliche Variation zeigten besonders die Impulsflüsse, die für die eher kontinental gelegenen Stationen Prag und Wien eine gleichbleibende Verteilung über den betrachteten Höhenbereich aufwiesen, während an den Standorten Cuneo Levaldigi und Mallorca eine Abnahme der Impulsflüsse mit der Höhe abgeleitet wurde. Die Analysen der Energiedichten haben nur am Standort Cuneo Levaldigi einen Hinweis auf verstärkte Variation der kinetischen und potentiellen Energiedichten in der Troposphäre und der unteren Stratosphäre geliefert.

Im Rahmen der Auswertungen der Schwerewellenaktivität in der unteren Stratosphäre wurde dann der Fokus auf die Untersuchung von Tiefdruckgebieten als mögliche Quelle gelegt. Drei Parameter wurden auf einen Zusammenhang mit der stratosphärischen SWA untersucht; Bodendruck, Druckgradient und Frontendurchzug. Der Parameter Bodendruck lieferte schnell den Hinweis auf eine Korrelation zwischen erhöhter Schwerewellenaktivität und einem Minimum im Druck, welches als Anzeichen für ein Tiefdruckgebiet gewertet wurde. Die Berechnung eines Korrelationskoeffizienten stellte sich als schwierig heraus. Dafür konnten drei Gründe angegeben werden: 1. der Zusammenhang zwischen korrelierten Parameter ist nicht stringent 1-zu-1; 2. zeitweise existiert ein Zeitversatz von 6 - 18 Stunden zwischen den Spitzenwerten der beiden Parameter; 3. es existiert nicht zu jedem Spitzenwert im Druck/ in der SWA ein Spitzenwert im anderen Parameter. Eine mögliche Erklärung für die verschiedenen Merkmale der korrelierten Variablen sind variierende Filterprozesse, die aufgrund räumlich nicht homogener Variation des vertikalen Windprofils durch das Tiefdruckgebiet selbst entstehen. Das Tiefdruckgebiet ist damit sowohl eine Quelle für Schwerewellen als auch ein zusätzlicher Filtermechanismus.

Im zweiten Schritt wurde der Zusammenhang zwischen Druck und Schwerewellenaktivität untersucht, indem der Druckgradient nach jeweils 12 Stunden gebildet wurde und damit eine weitere Quantifizierung der Stärke eines Tiefs lieferte. In die Analysen gingen dabei nur negative Druckgradienten ein, was mit einer Druckabnahme gleichzusetzen ist. Eine Korrelation zwischen einem starken Druckabfall und erhöhter Schwerewellenaktivität war sowohl im übergeordneten Verlauf, als auch in den Spitzenwerten klar zu erkennen. Aber auch in diesem Fall war der Zusammenhang der Parameter nicht stringent 1-zu-1 und teilweise waren die Spitzenwerte bis zu 18 Stunden zeitversetzt. Die Arbeitshypothese, dass die Schwerewel-

lensignaturen dann am stärksten in der Stratosphäre zu beobachten sind, wenn die vermeintliche Quelle, also das Zentrum des Druckgebietes direkt über der Station liegt, konnte nicht bestätigt werden.

Neben dem Aufsteigen der Luft im Zentrum eines Tiefdruckgebietes stellen auch Fronten mit ihren Konvektionszellen Quellen für Schwerewellen dar. Durch die Untersuchung von Klimatologien von Frontendurchzügen an den vier europäischen Stationen konnte gezeigt werden, dass die absolute Anzahl der Fronten pro Monat über das Jahr hinweg nur gering schwankt. Ein direkter Zusammenhang zwischen der Anzahl an Fronten und dem Jahreszyklus in der Schwerewellenaktivität konnte damit nicht hergestellt werden. Der Vergleich von Tagen mit Frontenaktivität und Tagen mit erhöhter Schwerewellenaktivität war ebenso schwierig. Ein zeitlicher Versatz zwischen einem Frontendurchzug und der erhöhten Schwerewellenaktivität ist möglicherweise auf die Definition der Front beim DWD (und wie sie dadurch in den Wetterkarten eingezeichnet werden) sowie die nur in 24-Stunden-Abstand vorhandenen Karten zurückführbar. Es konnte anhand dieser Ergebnisse nicht nachgewiesen werden, dass die Frontendurchgänge die Hauptquelle der beobachteten Schwerewellenaktivität waren.

Mithilfe eines Erkennungsverfahrens für Fronten anhand von Gradienten der äquipotentiellen Temperatur in 850 hPa wurde der Zusammenhang zwischen Schwerewellenaktivität und der Stärke einer Front untersucht. Die Ergebnisse, die das Verfahren lieferte, konnten nicht bestätigen, dass die Stärke der Front einen Einfluss auf die Stärke der Schwerewellenaktivität hat. Damit wurde gezeigt, dass das Verfahren nicht ausreicht, um den Zusammenhang zu untersuchen. Es ist nötig eine Ausbreitungsmodellierung der Schwerewellen vorzunehmen, um die identifizierten Wellen mit den konvektiven Quellregionen klar in Verbindung zu bringen. Eine genauere Bestimmung der Quellen erleichtert die Korrelationsrechnungen zwischen den betrachteten Parametern.

Anschließend wurden einige Schwerewellenparameter, abgeleitet aus Radiosonden- und Airglowmessungen, in Zusammenhang mit besonderen Wettersituationen (Medicane und Kaltfront) analysiert. Dazu wurden die Daten der CESAR-Messkampagne verwendet. Erhöhte Schwerewellenaktivität in der unteren Stratosphäre konnte dabei während der Entwicklung eines Hurrikan-ähnlichen Sturms (Medicane) sowie dem Passieren einer Kaltfront in verschiedenen Schwerewellencharakteristika nachgewiesen werden. Basierend auf den Ergebnissen dieser Arbeit, wird angenommen, dass die Quellen der nachgewiesenen Schwerewellen die konvektiven Ereignisse aus Periode 3 (Medicane) und Periode 7 (Front) waren. Anhand der Analysen konnte gezeigt werden, dass die von der Kaltfront abgestrahlten Schwerewellen in ihrer Ausbreitungsrichtung mit dem vorherrschenden Wind und der Konvektionslinien der Front verbunden waren. Ferner stellte sich heraus, dass eine Ausbreitung der Schwerewellen von ihrer troposphärischen Quelle bis in die Mesopausenregion möglich war.

Die Untersuchung der Medicane-Phase zeigte, dass die Schwerewellen, die ein solch starker Sturm abstrahlt, zu einer mehr als vierfachen Erhöhung des Impulsflusses in der unteren Stratosphäre führen. Die Ausbreitung dieser in der Troposphäre angeregten Schwerewellen, welche große Mengen an Energie transportieren, bis in die Mesopausenregion, kann durch den Effekt des Schwerewellendrags den Hintergrundwind maßgeblich beeinflussen. Der Klimawandel hat möglicherweise Änderungen in den Intensitäten von Stürmen zur Folge. Eine Änderung der Zyklon-induzierten Schwerewellenaktivität ist dadurch ebenfalls möglich. Das kann wiederum in einem veränderten Schwerewellendrag in der Mesosphäre resultieren. Eine langzeitliche Beobachtung und Charakterisierung von Schwerewellen, die durch Zyklone abgestrahlt werden, ist insbesondere in den mittleren Breiten wichtig, um die Schwerewellenparametrisierung in

Wetter- und Klimamodellen zu verbessern.

Aus den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen zeigt sich, dass die Beobachtung und Analyse der Aktivität von Schwerewellen wichtig für die Weiterentwicklung numerischer Wetter- und Klimamodelle ist. Der Klimawandel beeinflusst aufgrund der lokal unterschiedlichen Erwärmung der Erde die meridionale Zirkulation, die wiederum Einfluss auf die Anregung planetarer Wellen sowie die Ausprägung von Extremwetterereignissen wie Stürmen, deren Zugbahn, Intensität und Häufigkeit hat. Es ist zu erwarten, dass daraus auch eine Änderung der von starken Sturmsystemen abgestrahlten Schwerewellen erfolgt. Die Änderung der Wellen steht in direktem Zusammenhang mit einer Änderung der Wellenparameter, wie der von ihnen transportierten Energie. Es kommt somit zu einer Änderung des Impulsübertrags an die Atmosphäre. Dieser Impulsübertrag beeinflusst wiederum maßgeblich die globale Zirkulation. Es wurde aufgezeigt, wie wichtig und hilfreich die Beobachtung von Schwerewellen bei Sturmsystemen in den mittleren Breiten ist. Anknüpfende Arbeiten sollten sich in erster Linie mit einer Erweiterung der Datenbasis für die hier verwendeten Analysen sowie mit einer Weiterentwicklung bzw. Übertragung der Methoden für weitere Datensätze beschäftigen.

Polarisationsgleichungen

Ausgangspunkt sind die kräftefreien linearisierten Bewegungsgleichungen unter Annahme eines hydrostatischen Gleichgewichtes und einem bewegungslosen Grundzustand:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - f v' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + f u' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\rho'}{\rho_0} g = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta'}{\partial t} + w' \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

Nun wird ein komplexer Ansatz gewählt:

$$(u', v', w', p' / \rho_0) = \text{Re} \left[(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{p}) e^{i(kx + ly + mz - \omega t)} \right] \quad (6)$$

und in Gleichung (1) eingesetzt. Dadurch ergibt sich folgende erste Polarisationsgleichung:

$$\begin{aligned} & -i\omega \hat{u} \text{Re} [\cos(kx + ly + mz - \omega t) + i \sin(kx + ly + mz - \omega t)] - \\ & -f \hat{v} \text{Re} [\cos(kx + ly + mz - \omega t) + i \sin(kx + ly + mz - \omega t)] + \\ & + ik \hat{p} \text{Re} [\cos(kx + ly + mz - \omega t) + i \sin(kx + ly + mz - \omega t)] = 0 \\ & (-i\omega \hat{u} - f \hat{v} + ik \hat{p}) \cos(kx + ly + mz - \omega t) = 0 \\ & -i\omega \hat{u} - f \hat{v} + ik \hat{p} = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

$$\hat{u} = \frac{-f \hat{v} + ik \hat{p}}{i\omega} \quad (8)$$

Die zweite Polarisationsgleichung ergibt sich mittels Gleichung (6) in (2)

$$\begin{aligned} & -i\omega \hat{v} \text{Re} [\cos(kx + ly + mz - \omega t) + i \sin(kx + ly + mz - \omega t)] + \\ & + f \hat{u} \text{Re} [\cos(kx + ly + mz - \omega t) + i \sin(kx + ly + mz - \omega t)] + \\ & + il \hat{p} \text{Re} [\cos(kx + ly + mz - \omega t) + i \sin(kx + ly + mz - \omega t)] = 0 \\ & (-i\omega \hat{v} + f \hat{u} + il \hat{p}) \cos(kx + ly + mz - \omega t) = 0 \\ & -i\omega \hat{v} + f \hat{u} + il \hat{p} = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\hat{v} = \frac{f \hat{u} + il \hat{p}}{i\omega} \quad (10)$$

Wird dann (10) in (7) eingesetzt, so kann das \hat{v} eliminiert werden:

$$\hat{u} = \frac{\hat{p}(k\omega + fli)}{\omega^2 - f^2} \quad (11)$$

Ebenso ergibt sich die Gleichung für \hat{v} , wenn (8) in (9) eingesetzt wird:

$$\hat{v} = \frac{\hat{p}(l\omega - fki)}{\omega^2 - f^2} \quad (12)$$

Wird Gleichung 3 mithilfe der Bedingung $\rho'/\rho_0 \approx \Theta'/\Theta_0$ umgeformt:

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\Theta'}{\Theta_0} g = 0 \quad (13)$$

$$\Theta' = \Theta_0 \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} \right) \quad (14)$$

Die neu gewonnene Beziehung wird nun in Gleichung (14) eingesetzt und mit der Definition der Brunt-Väisälä-Frequenz $N^2 = \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z}$ ergibt sich:

$$\frac{\Theta_0}{g} \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + w' \frac{\Theta_0}{g} N^2 \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + w' N^2 \quad (16)$$

Mithilfe des komplexen Ansatzes (6) kann dann (16) umgeformt werden zu:

$$-i\omega im\hat{p} Re [\cos(kx + ly + mz - \omega t) + i \sin(kx + ly + mz - \omega t)] + N^2 \hat{w} Re [\cos(kx + ly + mz - \omega t) + i \sin(kx + ly + mz - \omega t)] = 0 \quad (17)$$

$$(-i\omega im\hat{p} + N^2 \hat{w}) \cos(kx + ly + mz - \omega t) = 0 \quad (18)$$

$$-i\omega im\hat{p} + N^2 \hat{w} = 0 \quad (19)$$

$$\hat{w} = \frac{-\omega m \hat{p}}{N^2} \quad (20)$$

Außerdem ergibt sich mithilfe von (6) aus (13):

$$im\hat{p} - \frac{\hat{\Theta}}{\Theta} g = 0 \quad (21)$$

$$\hat{p} = \frac{\hat{\Theta}}{\Theta} \frac{g}{im} \quad (22)$$

Anschließend kann Gleichung (22) in (20) eingesetzt werden, so dass sich eine Abhängigkeit zwischen \hat{w} und \hat{T} ergibt.

$$\hat{w} = -\frac{\omega g}{iN^2} \frac{\hat{\Theta}}{\Theta} = -\frac{\omega g}{iN^2} \frac{\hat{T}}{T} \quad (23)$$

$$(24)$$

Tabellen

Fortsetzung - Messkampagne auf Mallorca

Sondierung	Periode		P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7
	Datum	Zeit	Höhe	Datum	Zeit	Höhe	Datum	Zeit	Höhe
RS-Px-10	20.10.2011	20 UTC	28.6960	27.10.2011	20 UTC	28.2630	03.11.2011	20 UTC	28.6230
RS-Px-11	20.10.2011	23 UTC	21.8500	27.10.2011	23 UTC	23.6790	03.11.2011	23 UTC	28.1140
RS-Px-12	21.10.2011	02 UTC	29.5740	28.10.2011	02 UTC	29.1210	04.11.2011	02 UTC	24.8460
RS-Px-13	21.10.2011	05 UTC	29.3950	28.10.2011	05 UTC	29.9980	04.11.2011	05 UTC	28.1530
RS-Px-14	21.10.2011	08 UTC	28.3130	28.10.2011	08 UTC	30.2940	04.11.2011	08 UTC	30.3270
RS-Px-15	21.10.2011	11 UTC	24.7330	28.10.2011	11 UTC	28.6280	04.11.2011	11 UTC	29.6610
RS-Px-16	21.10.2011	14 UTC	26.2700	28.10.2011	14 UTC	19.4030	04.11.2011	14 UTC	28.9280
RS-Px-17				28.10.2011	17 UTC	28.8640	04.11.2011	17 UTC	27.9070
RS-Px-18				28.10.2011	20 UTC	29.5830	04.11.2011	20 UTC	25.9070
Fortsetzung auf der nächsten Seite									

Fortsetzung - Messkampagne auf Mallorca

Sondierung	Periode		P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7
	Datum	Zeit Höhe							
RS-Px-28					06.11.2011 02 UTC 28.5130				17.12.2011 23 UTC 28.2210
RS-Px-29					06.11.2011 05 UTC 28.7350				18.12.2011 02 UTC 27.0680
RS-Px-30					06.11.2011 08 UTC 24.1890				18.12.2011 05 UTC 28.9820
RS-Px-31					06.11.2011 11 UTC 29.9470				18.12.2011 08 UTC 28.2020
RS-Px-32					06.11.2011 14 UTC 30.4430				18.12.2011 11 UTC 29.5620
RS-Px-33									18.12.2011 14 UTC 28.9070
RS-Px-34									18.12.2011 17 UTC 28.6430
Anzahl		16	24	32	12	11	14	34	
Ausgeschl.		3	3	4	1	0	0	2	

Tabelle 2 – Prozentuale Häufigkeiten der Polarisationsgrade in Prag für den Bereich zwischen 17 und 25 km in Abhängigkeit vom Monat; Die Werte variieren zwischen 0 und 1 und sind in 0,1-große Schritte eingeteilt.

Monat	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Januar	0,4	1,6	3,2	7,2	10,2	15,2	20,7	21,7	15,6	4,2
Februar	0,4	0,7	2,6	5,4	9,3	14,2	20,6	23,6	18,1	4,9
März	0	0,6	2,6	4,5	8,1	11,0	21,4	24,8	21,5	5,4
April	0,1	0,7	1,2	2,8	5,5	12,4	18,4	26,8	25,5	6,7
Mai	0,1	0,3	1,0	2,8	6,1	10,8	18,8	27,4	28,0	4,8
Juni	0,1	0,4	1,0	2,1	4,8	11,6	19,3	29,6	26,3	4,8
Juli	0,1	0,4	1,7	2,5	6,1	12,8	21,1	27,8	23,2	4,4
August	0	0,5	1,0	2,4	6,5	10,2	20,8	28,0	25,9	4,7
September	0	0,4	0,8	2,2	5,0	9,1	20,2	27,2	26,9	8,3
Oktober	0	0,8	1,7	4,5	7,4	12,8	19,2	24,5	23,9	5,2
November	0,1	0,9	2,5	6,9	9,7	14,7	20,4	21,9	19,0	3,9
Dezember	0,1	1,6	3,5	6,7	10,9	18,4	19,8	21,4	14,7	2,8

Tabelle 3 – Prozentuale Häufigkeiten der Polarisationsgrade in Wien für den Bereich zwischen 17 und 25 km in Abhängigkeit vom Monat; Die Werte variieren zwischen 0 und 1 und sind in 0,1-große Schritte eingeteilt.

Monat	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Januar	0	0,8	5,0	8,9	10,5	17,7	18,1	22,8	11,8	4,2
Februar	0,4	0,8	4,7	6,8	8,5	15,7	26,7	17,4	17,8	1,7
März	0	1,2	3,5	3,9	10,6	15,3	18,4	21,2	19,2	6,7
April	0	1,1	1,5	2,3	3,4	11,7	19,2	30,2	26,4	4,1
Mai	0	0	0	1,1	2,6	8,6	13,4	31,7	36,2	6,3
Juni	0	0,7	0	2,2	2,9	9,4	20,3	27,9	32,9	3,6
Juli	0	0,4	0,4	0,8	3,1	11,6	20,9	31,0	30,2	1,6
August	0	0	1,1	2,2	8,1	10,6	21,6	29,7	22,3	4,4
September	0	0	0,8	2,0	6,8	7,9	20,6	27,0	29,0	6,0
Oktober	0	0,4	1,2	4,0	4,0	17,0	19,8	25,5	23,1	4,9
November	0	1,2	2,8	5,1	7,5	10,2	22,4	27,6	19,6	3,5
Dezember	0	0,4	7,9	6,7	9,5	18,2	22,1	21,3	10,7	3,1

Tabelle 4 – Prozentuale Häufigkeiten der Polarisationsgrade in Cuneo Levaldigi für den Bereich zwischen 17 und 25 km in Abhängigkeit vom Monat; Die Werte variieren zwischen 0 und 1 und sind in 0,1-große Schritte eingeteilt.

Monat	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Januar	0	1,3	3,0	9,6	13,5	21,3	19,6	16,9	13,5	1,3
Februar	0	2,1	2,6	9,5	9,5	19,0	16,9	27,5	10,6	2,1
März	1,1	0,5	0,5	6,4	8,6	16,0	23,5	26,2	14,4	2,7
April	0	0	2,2	3,9	6,7	15,0	25,6	22,8	20,0	3,9
Mai	0	0,8	3,0	6,0	6,0	14,3	18,8	19,5	24,1	7,5
Juni	0	0,6	1,3	0	7,5	8,8	23,3	29,6	23,9	5,0
Juli	0	0	0,5	1,1	6,0	12,5	19,6	29,9	23,4	7,1
August	0,6	0	0,6	2,3	3,4	10,9	19,0	31,0	23,0	9,2
September	0	0,7	0	1,4	7,8	8,7	19,6	31,9	18,1	11,6
Oktober	0	0,6	2,4	3,0	9,1	12,7	20,6	26,1	20,6	4,8
November	0	1,1	1,6	7,7	10,4	14,2	24,6	19,1	19,1	2,2
Dezember	0,5	1,9	3,8	4,7	12,7	25,5	21,2	19,8	9,9	0

Tabelle 5 – Prozentuale Häufigkeiten der Polarisationsgrade in Mallorca für den Bereich zwischen 17 und 25 km in Abhängigkeit vom Monat; Die Werte variieren zwischen 0 und 1 und sind in 0,1-große Schritte eingeteilt.

Monat	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
Januar	0	0,2	3,4	5,9	11,0	20,2	20,7	20,0	14,9	3,7
Februar	0	1,6	3,3	6,1	11,7	17,1	16,2	23,0	14,8	6,1
März	0	1,4	2,2	3,8	8,2	14,3	22,9	25,5	15,3	6,4
April	0	0	1,0	3,7	6,8	14,5	23,3	27,8	18,0	4,7
Mai	0	0,2	1,0	3,7	5,6	12,4	23,0	27,3	21,9	4,9
Juni	0	0,2	0,2	2,7	7,3	14,0	21,3	28,2	20,9	5,1
Juli	0	0,2	0,9	4,4	6,8	10,9	22,5	30,4	17,9	5,9
August	0	0,8	2,0	4,0	8,6	15,2	22,7	30,8	13,4	2,5
September	0,3	0,3	1,8	1,8	9,1	14,0	22,3	29,2	18,5	2,8
Oktober	0	0,5	0,5	4,0	8,2	14,6	22,0	25,5	20,2	4,5
November	0	0,8	1,0	5,3	10,9	15,2	21,0	23,8	17,2	4,8
Dezember	0	2,2	2,2	4,2	8,6	20,5	21,0	24,3	13,0	4,0

Tabelle 6 – Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen gesamt: Station Prag (1997-2009)

Klasse	Winkel	Hodographen	Stokes
1	0° – 30°	1014	1097
2	30° – 60°	1071	1350
3	60° – 90°	1357	1409
4	90° – 120°	1805	1770
5	120° – 150°	1906	1595
6	150° – 180°	1455	1387
7	180° – 210°	1055	1157
8	210° – 240°	1051	1350
9	240° – 270°	1399	1404
10	270° – 300°	1851	1847
11	300° – 330°	1898	1594
12	330° – 360°	1484	1389

Tabelle 7 – Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen gesamt: Station Mallorca (1998-2010)

Klasse	Winkel	Hodographen	Stokes
1	0° – 30°	367	365
2	30° – 60°	409	422
3	60° – 90°	531	536
4	90° – 120°	544	543
5	120° – 150°	421	428
6	150° – 180°	363	341
7	180° – 210°	344	399
8	210° – 240°	468	470
9	240° – 270°	551	559
10	270° – 300°	542	546
11	300° – 330°	489	425
12	330° – 360°	345	340

Tabelle 8 – Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen gesamt: Station Wien (2002-2010)

Klasse	Winkel	Hodographen	Stokes
1	0° – 30°	340	339
2	30° – 60°	363	425
3	60° – 90°	537	498
4	90° – 120°	571	558
5	120° – 150°	461	452
6	150° – 180°	379	379
7	180° – 210°	363	356
8	210° – 240°	392	429
9	240° – 270°	489	520
10	270° – 300°	540	527
11	300° – 330°	510	475
12	330° – 360°	402	390

Tabelle 9 – Häufigkeit der horizontalen Ausbreitungsrichtungen gesamt: Station Cuneo Levaldigi (2006-2010)

Klasse	Winkel	Hodographen	Stokes
1	0° – 30°	104	99
2	30° – 60°	126	152
3	60° – 90°	193	185
4	90° – 120°	297	330
5	120° – 150°	220	166
6	150° – 180°	124	132
7	180° – 210°	118	113
8	210° – 240°	140	165
9	240° – 270°	172	179
10	270° – 300°	293	297
11	300° – 330°	228	191
12	330° – 360°	120	126

Tabelle 10 – Anzahl der horizontalen Ausbreitungsrichtungen monatsweise: Station Prag (1997-2009)

Klasse	Winkel	Januar		Februar		März		April		Mai		Juni		Juli		August		September		Oktober		November		Dezember	
		H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S
1	0° – 30°	79	78	57	66	75	78	91	118	92	98	89	102	105	112	90	95	88	75	82	95	80	99	89	81
2	30° – 60°	72	112	89	109	67	104	107	109	108	113	78	110	82	124	100	129	67	113	112	105	96	108	96	116
3	60° – 90°	126	116	126	127	126	129	124	131	105	107	99	132	98	105	109	107	103	122	98	91	97	110	146	134
4	90° – 120°	178	181	150	160	164	168	160	157	102	102	181	136	141	130	130	145	141	122	134	137	158	163	170	170
5	120° – 150°	171	134	162	131	174	137	169	140	134	136	140	118	164	132	187	152	163	128	129	133	163	131	150	126
6	150° – 180°	102	107	103	94	121	111	133	129	130	115	133	122	127	114	137	125	117	119	140	134	131	114	84	108
7	180° – 210°	92	98	62	80	87	107	86	88	95	110	96	108	90	102	104	110	83	90	105	101	84	87	73	77
8	210° – 240°	79	112	59	100	112	116	101	110	73	121	86	109	112	121	91	119	78	104	84	111	78	110	99	119
9	240° – 270°	121	117	130	130	132	120	112	122	108	115	115	125	108	106	126	128	112	92	94	99	114	114	129	140
10	270° – 300°	176	178	184	179	177	193	152	153	137	118	136	145	139	141	154	159	144	142	131	129	139	124	183	187
11	300° – 330°	171	145	156	130	165	148	157	138	164	121	154	110	176	151	163	142	141	136	144	116	136	124	174	134
12	330° – 360°	121	110	101	74	124	113	100	97	141	133	139	129	148	153	146	126	140	134	109	112	114	106	103	104

Tabelle 11 – Anzahl der horizontalen Ausbreitungsrichtungen monatsweise: Station Mallorca (1998-2010)

Klasse	Winkel	Januar		Februar		März		April		Mai		Juni		Juli		August		September		Oktober		November		Dezember	
		H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S
1	0° – 30°	23	27	26	24	38	41	44	42	33	42	46	42	30	21	24	25	26	24	27	25	21	24	29	29
2	30° – 60°	28	32	28	34	43	43	42	36	52	51	38	47	34	32	30	39	25	21	22	27	29	26	38	35
3	60° – 90°	30	34	50	43	58	51	46	48	47	49	51	53	56	64	47	40	35	38	34	35	35	35	41	45
4	90° – 120°	54	51	46	55	37	41	41	41	47	50	48	41	49	47	48	43	37	42	44	39	55	48	38	45
5	120° – 150°	38	31	38	28	34	30	32	43	40	30	37	38	30	35	41	45	35	33	31	35	26	38	39	42
6	150° – 180°	24	22	31	35	35	39	36	31	35	35	39	38	27	27	19	17	24	24	29	26	28	23	36	25
7	180° – 210°	32	36	17	25	39	43	42	44	38	40	40	43	27	37	25	25	21	27	13	22	21	25	28	32
8	210° – 240°	29	33	44	38	40	48	43	55	51	49	33	54	45	35	21	27	41	24	40	28	51	42	30	38
9	240° – 270°	33	41	45	50	59	54	56	50	54	56	56	55	36	45	48	42	37	40	33	37	38	47	56	43
10	270° – 300°	46	41	42	41	43	53	42	41	56	51	53	46	46	42	39	50	55	56	47	48	30	31	42	47
11	300° – 330°	45	35	33	37	38	26	49	47	48	52	49	31	40	38	37	23	35	34	35	27	39	34	41	41
12	330° – 360°	28	27	26	16	34	29	37	32	33	37	31	33	37	34	17	20	23	31	22	28	22	22	35	31

Tabelle 12 – Anzahl der horizontalen Ausbreitungsrichtungen monatsweise: Station Wien (2002-2010)

Klasse	Winkel	Januar		Februar		März		April		Mai		Juni		Juli		August		September		Oktober		November		Dezember	
		H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S
1	0° – 30°	27	22	24	26	32	35	27	24	38	33	35	31	29	33	33	35	25	25	23	32	26	24	21	19
2	30° – 60°	22	21	31	32	22	36	29	31	34	40	48	34	33	41	37	54	31	41	31	41	26	31	18	23
3	60° – 90°	49	46	41	44	34	30	55	43	56	56	55	45	46	39	39	44	46	44	41	38	34	29	40	43
4	90° – 120°	43	42	43	45	58	52	44	51	50	51	40	52	35	39	55	41	46	39	47	40	46	52	63	55
5	120° – 150°	46	53	36	28	56	43	44	51	39	40	36	54	39	35	35	29	31	34	37	35	33	22	28	28
6	150° – 180°	29	32	29	29	25	31	30	29	30	36	40	38	32	27	41	37	29	25	36	29	31	38	27	29
7	180° – 210°	17	22	21	29	31	32	39	32	39	41	43	44	39	38	40	27	25	16	28	32	22	22	19	21
8	210° – 240°	32	37	36	29	27	42	38	38	44	38	39	42	36	50	30	35	32	36	19	22	31	31	28	29
9	240° – 270°	49	49	56	59	35	40	48	52	40	51	42	35	41	38	33	34	36	34	30	38	38	42	41	48
10	270° – 300°	53	54	52	49	53	53	44	39	47	44	35	42	38	36	37	38	52	45	40	42	44	42	45	43
11	300° – 330°	43	35	41	42	64	47	44	47	48	40	49	45	37	31	31	43	34	36	40	30	42	45	37	34
12	330° – 360°	29	26	26	24	42	38	30	35	32	36	39	39	40	39	33	27	23	35	31	24	44	39	33	28

Tabelle 13 – Anzahl der horizontalen Ausbreitungsrichtungen monatsweise: Station Cuneo Levaldigi (2006-2010)

Klasse	Winkel	Januar			Februar			März			April			Mai			Juni			Juli			August			September			Oktober			November			Dezember		
		H	S	H	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S	H	S
1	0° – 30°	11	12	9	8	10	11	11	14	8	9	13	6	11	9	10	7	1	2	2	5	12	10	6	6												
2	30° – 60°	16	21	11	13	13	16	14	11	6	9	9	15	10	9	8	9	5	9	3	4	15	14	16	22												
3	60° – 90°	24	16	26	23	19	19	13	13	14	15	15	8	16	18	14	14	13	8	9	10	14	21	16	20												
4	90° – 120°	22	29	21	26	15	18	23	23	30	27	16	20	31	33	29	37	20	30	33	38	24	24	33	25												
5	120° – 150°	28	19	17	13	22	19	12	10	9	13	15	14	14	9	16	7	18	10	22	17	23	16	24	21												
6	150° – 180°	10	14	12	13	18	14	4	6	16	12	5	10	7	11	11	14	9	7	10	5	7	10	14	15												
7	180° – 210°	9	8	7	11	14	10	12	13	4	5	15	17	16	7	6	7	7	9	7	5	8	11	13	10												
8	210° – 240°	11	24	16	20	10	8	13	17	5	6	18	11	8	12	13	9	11	11	15	18	12	12	8	17												
9	240° – 270°	18	20	20	20	18	17	23	22	11	10	14	11	9	11	9	11	8	12	14	15	10	15	18	16												
10	270° – 300°	40	36	18	21	25	25	26	22	13	11	12	17	28	34	28	32	24	27	27	21	24	23	28	28												
11	300° – 330°	25	20	25	11	10	14	16	15	11	11	15	19	23	20	24	21	18	9	14	20	23	12	24	19												
12	330° – 360°	16	11	7	10	13	16	13	14	6	8	12	11	11	11	6	6	4	4	9	7	11	15	12	13												

Tabelle 14 – Vertikale Wellenlängen aus der HA, sortiert nach Größe

Tag	Uhrzeit	Nummer der Wellenlänge						
		1	2	3	4	5	6	7
17.12.2011	02 UTC	5,1	3,7	2,5	2,0	1,4	1,1	0,8
	05 UTC	3,9	2,5	1,8	1,4	1,1	1,0	0,8
	08 UTC	6,8	4,0	2,7	2,0	1,7	1,4	1,1
	11 UTC	–	4,9	3,0	2,1	1,7	1,5	1,2
	14 UTC	6,2	3,7	3,0	2,1	1,7	1,3	0,9
	17 UTC	6,5	3,8	2,4	1,7	1,5	1,3	0,9
	20 UTC	6,6	5,0	2,5	2,0	1,6	0,9	1,3
	23 UTC	5,5	3,6	2,3	2,0	1,5	1,3	1,1
18.12.2011	02 UTC	6,4	3,1	2,2	1,9	1,1	0,9	0,7
	05 UTC	6,5	4,2	3,3	2,3	1,5	1,2	1,0
	08 UTC	5,5	2,5	2,0	1,8	1,4	1,1	0,9
	11 UTC	5,1	4,0	2,8	2,1	1,5	1,2	1,0
	14 UTC	6,2	4,5	3,0	2,3	1,9	1,0	0,9
	17 UTC	–	4,9	3,4	2,7	1,7	1,3	0,7

Tabelle 15 – Häufigkeit der dominanten Wellenlängen in der unteren Stratosphäre über Prag

Monat	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
0,0 - 0,5	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
0,5 - 1,0	1,9	2,5	1,5	2,3	2,1	2,3	2,3	3,0	4,1	4,1	3,7	3,0
1,0 - 1,5	5,7	7,2	8,6	6,0	5,7	6,2	6,3	8,4	10,0	13,2	10,7	7,4
1,5 - 2,0	8,7	9,4	9,8	6,6	8,0	8,2	6,6	10,2	10,2	12,7	13,4	12,8
2,0 - 2,5	20,5	19,4	20,0	15,0	14,8	13,6	11,8	14,7	18,9	19,7	23,7	21,4
2,5 - 3,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3,0 - 3,5	63,2	61,5	60,2	70,1	69,3	69,8	73,1	63,7	56,7	50,4	48,4	55,5

Tabelle 16 – Häufigkeit der dominanten Wellenlängen in der unteren Stratosphäre über Wien

Monat	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
0,0 - 0,5	0,2	0	0,2	0	0,4	0	0	0	0,3	0,3	0	
0,5 - 1,0	2,2	3,7	3,8	2,4	2,5	2,3	2,3	3,0	4,1	4,1	3,7	3,0
1,0 - 1,5	5,1	10,6	9,6	7,2	7,1	7,6	7,7	12,7	10,2	15,0	11,6	6,2
1,5 - 2,0	9,8	11,1	11,2	5,9	6,5	10,8	9,3	13,0	9,7	15,0	13,2	12,5
2,0 - 2,5	24,6	13,3	16,5	13,0	14,8	15,6	14,4	14,7	15,8	16,8	24,7	20,8
2,5 - 3,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3,0 - 3,5	57,8	61,0	58,3	71,6	68,1	63,0	63,8	56,4	58,3	48,4	46,1	55,3

Tabelle 17 – Häufigkeit der dominanten Wellenlängen in der unteren Stratosphäre über Cuneo Levaldidi

Monat	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
0,0 - 0,5	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
0,5 - 1,0	0,9	2,6	3,3	1,1	3,4	3,7	1,1	4,1	2,6	5,3	4,3	4,3
1,0 - 1,5	6,7	8,2	12,0	7,0	13,1	4,9	14,2	11,6	11,2	12,9	14,4	12,0
1,5 - 2,0	10,7	8,2	13,4	8,6	8,3	9,8	14,6	14,0	19,1	13,5	11,8	13,0
2,0 - 2,5	17,9	16,9	17,2	13,5	19,3	17,1	17,6	16,9	15,8	25,1	23,0	23,6
2,5 - 3,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3,0 - 3,5	63,8	64,1	54,0	69,7	55,9	64,6	52,3	53,5	51,3	43,3	46,5	47,1

Tabelle 18 – Häufigkeit der dominanten Wellenlängen in der unteren Stratosphäre über Mallorca

Monat	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
0,0 - 0,5	0	0	0	0	0	0	0,4	0,4	0	0	0	
0,5 - 1,0	2,2	2,2	2,0	3,7	4,6	4,0	2,5	5,3	3,2	4,5	3,2	4,7
1,0 - 1,5	6,1	8,8	9,7	10,3	5,3	9,4	9,1	13,5	13,0	15,3	14,5	9,4
1,5 - 2,0	9,6	9,3	15,3	11,4	9,5	9,4	11,3	15,2	13,2	13,2	15,0	12,2
2,0 - 2,5	19,7	16,0	23,8	21,6	21,9	22,4	22,5	20,5	25,2	25,2	26,8	31,0
2,5 - 3,0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3,0 - 3,5	62,3	63,7	49,2	53,1	58,8	54,8	54,5	45,1	44,5	41,7	40,5	42,7

Berechnung der potentiellen Äquivalenttemperatur

Die folgende Berechnung gilt für ein Drucklevel von 850hPa. Zunächst wird mit Hilfe der Magnusformel der Sättigungsdampfdruck¹ $p_d^{(s)}$ über Wasser berechnet:

$$p_d^{(s)} = 6,107 \cdot \exp\left(\frac{17,1 \cdot T[^\circ C]}{235 + T[^\circ C]}\right). \quad (25)$$

Daraufhin kann auf den Partialdruck des Wasserdampfes p_d geschlossen werden:

$$p_d = p_d^{(s)} \cdot \left(\frac{RF}{100}\right). \quad (26)$$

RF ist die relative Feuchte, die hier als Sättigungsverhältnis zu verwenden ist, also als Wert zwischen 0 und 1 vorliegen muss. Der nächste Schritt besteht darin, das Mischungsverhältnis² r_d zu bestimmen:

$$r_d = 0,622 \cdot \frac{p_d}{p - p_d}. \quad (27)$$

Die Variable p ist der Druck, also in diesem Fall 850hPa. Zudem wird noch die spezifische Umwandlungswärme $l_{d,f}$ benötigt:

$$l_{d,f} = (2550,8 - 2,372 \cdot T[^\circ C]) \cdot 10^3. \quad (28)$$

Mit der Verdunstungswärme $l_d \approx 2500,8 \cdot 10^3 \frac{J}{kg}$. Die äquivalente Temperatur T_e ergibt sich dann wie folgt:

$$T_e = T[^\circ C] + \frac{r_d \cdot l_{d,f}}{(c_p + c_f \cdot r_d)} \quad (29)$$

Dabei ist c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck für trockene Luft ($c_p \approx 1005 \frac{J}{kg \cdot K}$), während c_f die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck für flüssiges

¹Der Sättigungsdampfdruck entspricht dem maximal möglichen Partialdruck von Wasserdampf bei gegebener Temperatur.

²Das Mischungsverhältnis entspricht dem Gewicht des Wasserdampfes, der in 1kg trockener Luft enthalten ist.

Wasser ist ($c_f \approx 4187 \frac{J}{kg \cdot K}$). Letztendlich führt dies Rechnung zu der potentiellen Äquivalenttemperatur Θ_e :

$$\Theta_e = T_e \left(\frac{1000hPa}{p} \right)^{\kappa_l} . \quad (30)$$

Die Variable κ_l ist der Adiabatenkoeffizient für trockene Luft und berechnet sich wie folgt:

$$\kappa_l = \frac{R_l}{c_p} \quad (31)$$

mit R_l , der spezifischen Gaskonstante für trockene Luft.

Bodendruckkarten

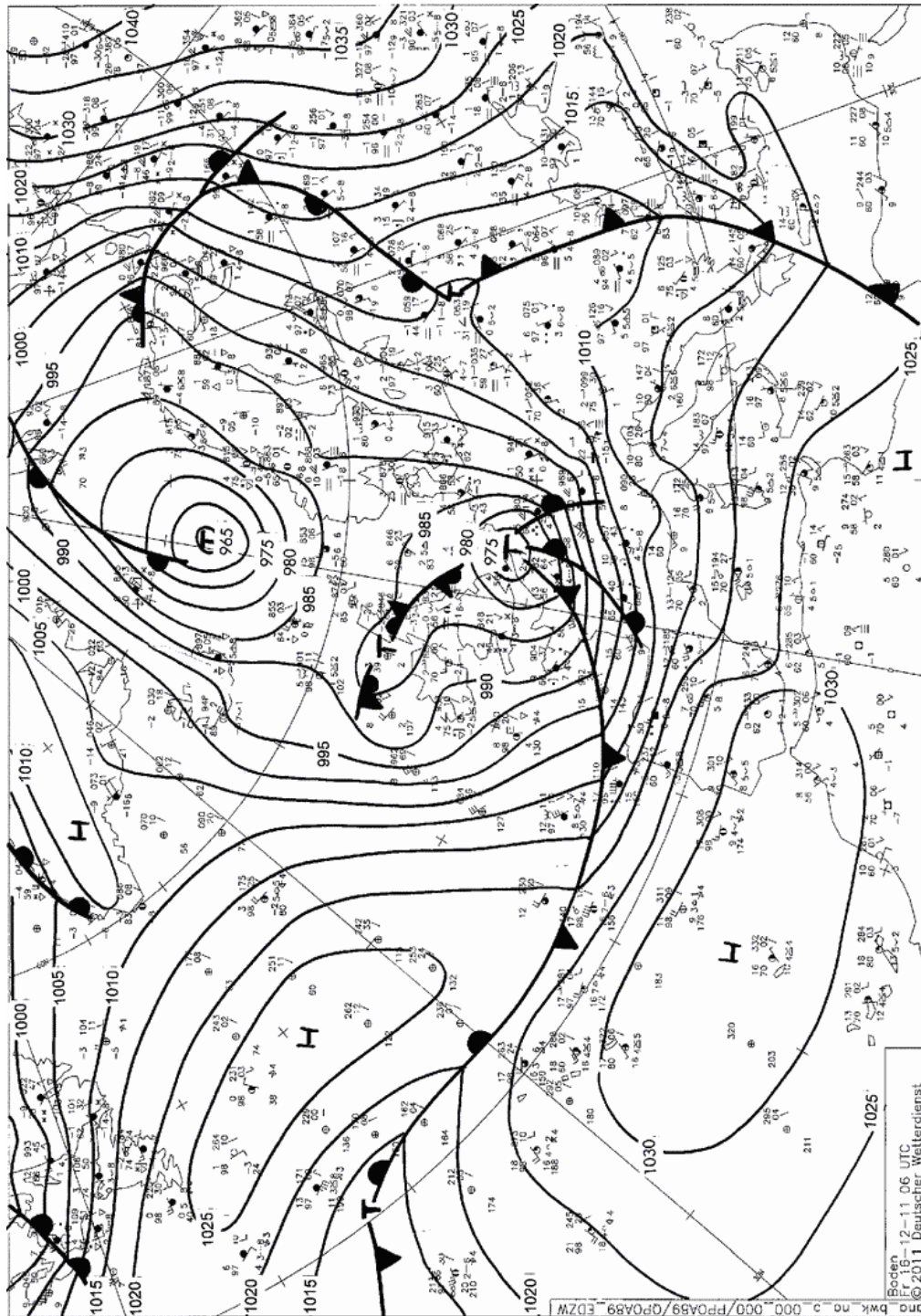


Abb. 1 – Bodendruckkarte vom Deutschen Wetterdienst für den Zeitpunkt 16.12.2011 um 6 UTC.

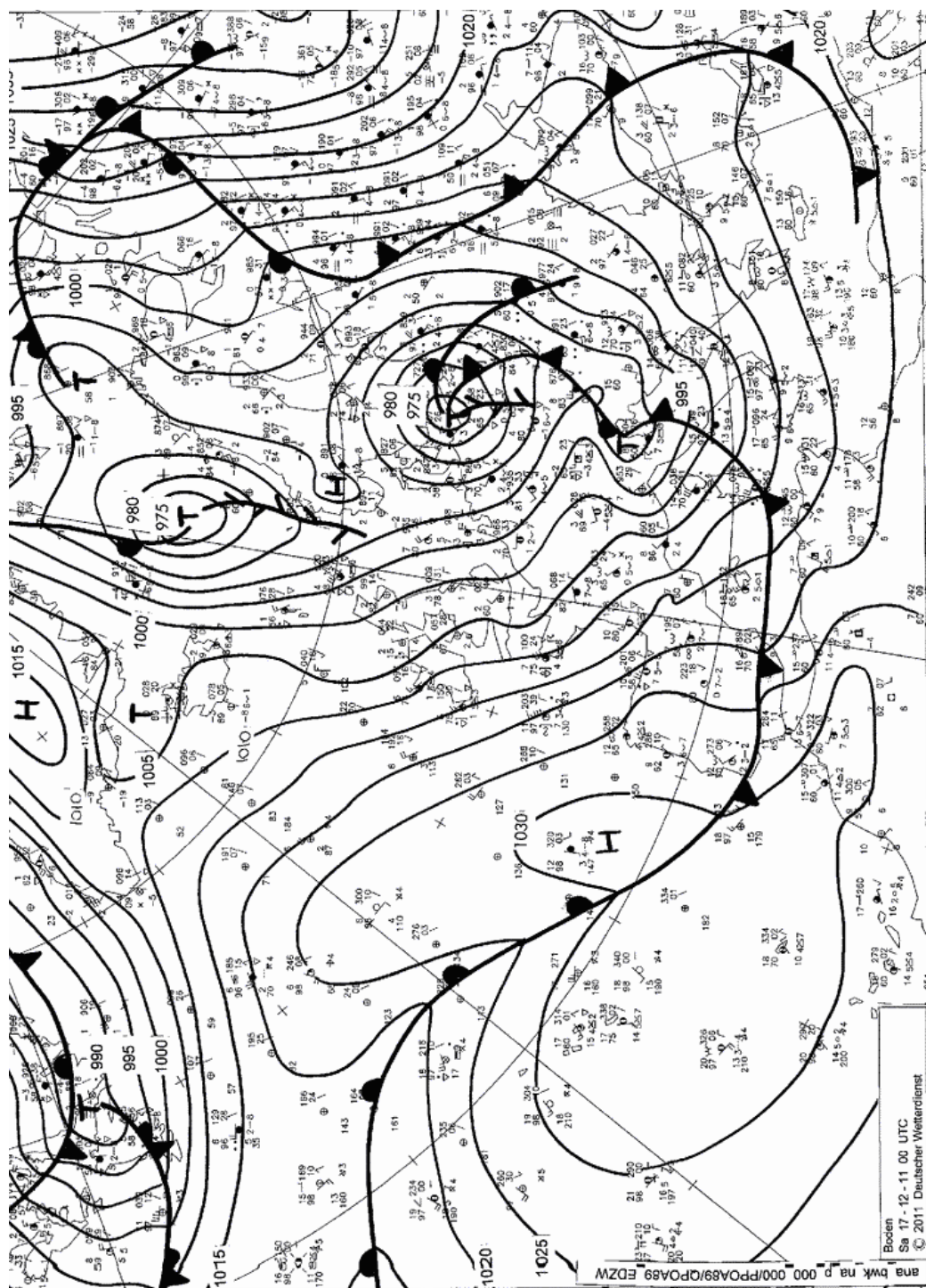


Abb. 2 – Bodendruckkarte vom Deutschen Wetterdienst für den Zeitpunkt 17.12.2011 um 0 UTC.

Waveletanalysen

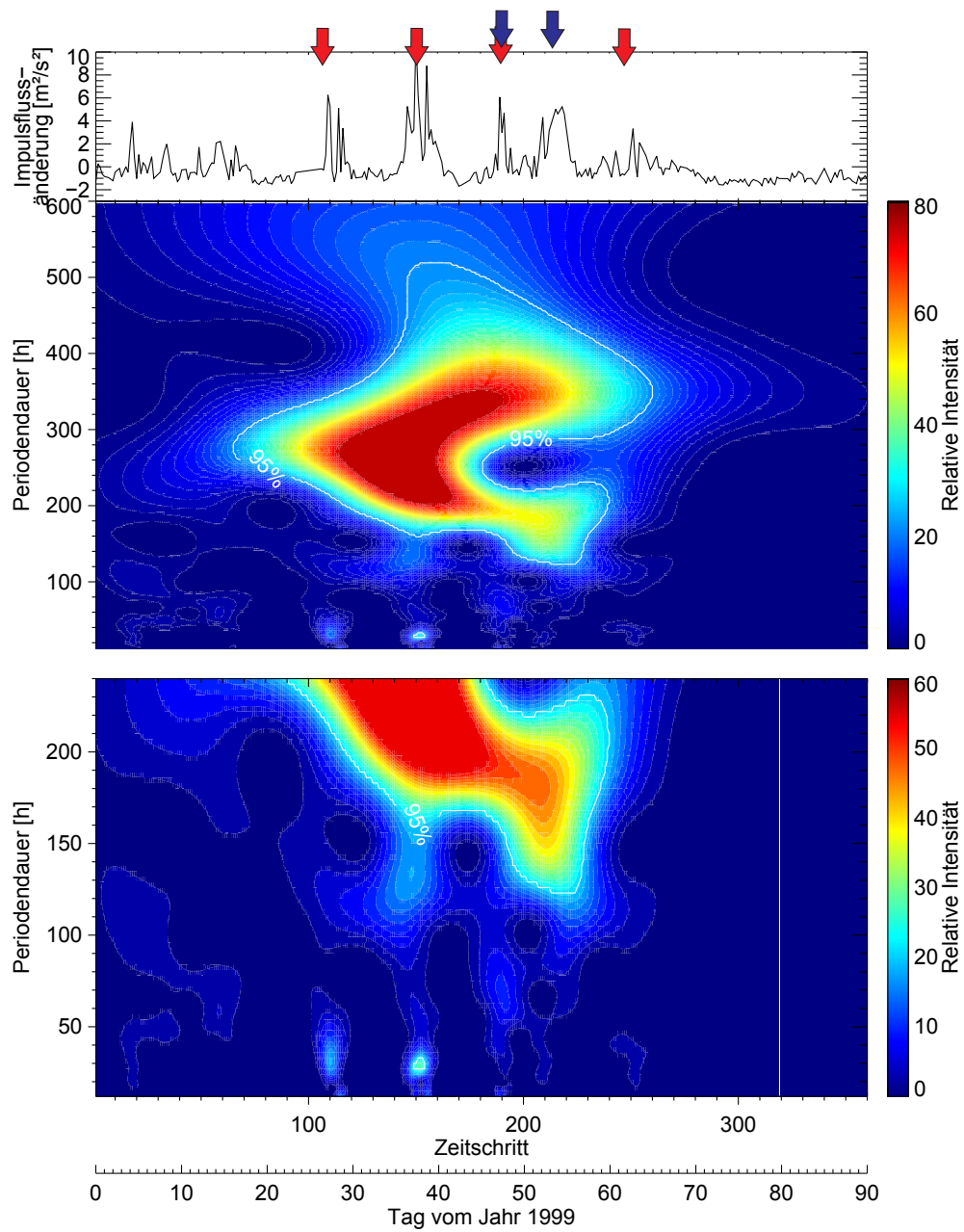


Abb. 3 – Waveletanalyse der Impulsflusszeitreihe aus dem Jahr 1999 (Januar bis März).

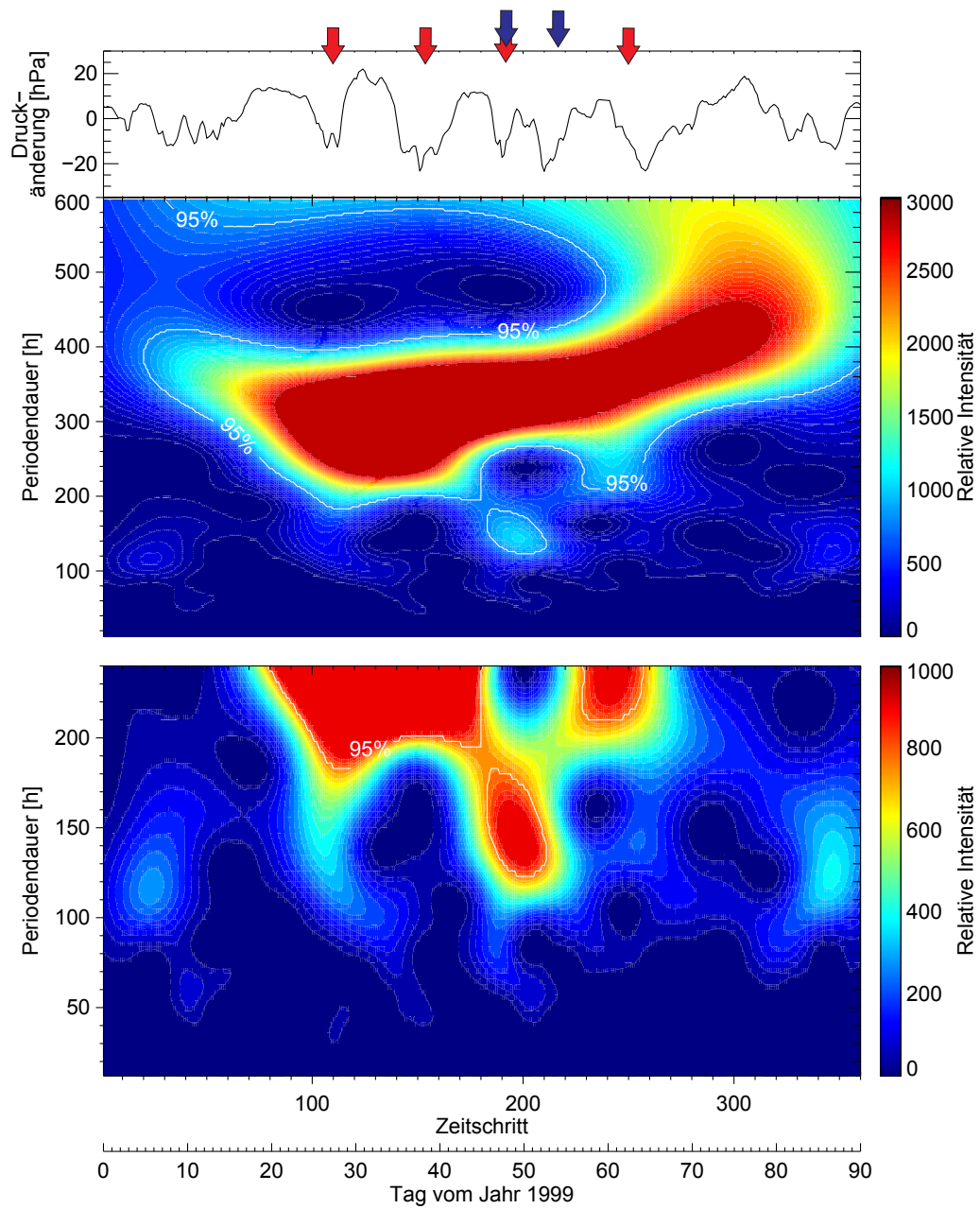


Abb. 4 – Waveletanalyse der Bodendruckzeitreihe aus dem Jahr 1999 (Januar bis März).

Literaturverzeichnis

- Alexander, J., May, P. T. und Beres, J. H. (2004): *Gravity waves generated by convection in the Darwin area during the Darwin Area Wave Experiment*. In: Journal of Geophysical Research, **109**: D20S04.
- Alexander, M. J., Beres, J. H. und Pfister, L. (2000): *Tropical stratospheric gravity wave activity and relationship to clouds*. In: Journal of Geophysical Research, **105**, D17: 22,299–22,309.
- Allen, S. und Vincent, R. (1995): *Gravity wave activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations*. In: Journal of Geophysical Research, **100**, D1: 1327–1350.
- Andrews, D. G. (2010): *An introduction to atmospheric physics*. 2. Aufl. Cambridge University Press.
- Baker, D. und Stair, A. J. (1988): *Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow*. In: Physica Scripta, **37**: 611–622.
- Bittner, M., Offerman, D., Bugaeva, I. V., Kokin, G. A., Koshelkov, J. P., Krivolutsky, A., Tarasenko, D. A., Gil-Ojedda, M., Hauchcorne, A., Luebken, F.-J., de la Modena, B. A., Mourier, A., Nakane, H., Oyama, K. I., Schmidlin, F. J., Soule, I., Thomas, L. und Tsuda, T. (1994): *Long period/ large scale oscillations of temperature during the DYANA campaign*. In: Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, **56**: 1675–1700.
- Brewer, A. W. (1949): *Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere*. In: Quarterly Journal of the Royal Meteorology Society, **75**: 351–363.
- Chane-Ming, F., Barthe, C., Jolivet, S., Keckhut, P., Liou, Y.-A. und Kuleshov, Y. (2014): *Observation and a numerical study of gravity waves during tropical cyclone Ivan (2008)*. In: Atmospheric Chemistry and Physics, **14**: 641–658.
- Chane-Ming, F., Faduilhe, D. und Leveau, J. (2007): *Latitudinal and seasonal variability of gravity-wave energy in the South-West Indian Ocean*. In: Annales Geophysicae, **25**: 2479–2485.
- Chapman, S. (1930): *A theory of upper atmospheric ozone*. In: Memoirs of the Royal Meteorological Society, **3**, 26: 103–125.
- Cohen, J. und Jones, J. (2011): *Tropospheric precursors and stratospheric warmings*. In: Journal of Climate, **25**: 1780–1790.

- Crutzen, P. und Arnold, F. (1986): *Nitric acid cloud formation in the cold Antarctic stratosphere: A major cause for the springtime „ozone hole“*. In: Nature, **324**: 651–655.
- Daubechies, I. (1990): *The wavelet transform time-frequency localization and signal analysis*. In: IEEE Transactions on Information Theory, **36**: 961–1004.
- Daubechies, I. (1992): *Ten Lectures on Wavelets*. Society for Industrial and Applied Mathematics.
- Demissie, T. D., Espy, P. J., Kleinknecht, N. H., Hatlen, M., Kaifler, N. und Baumgarten, G. (2014): *Characteristics and sources of gravity waves observed in noctilucent cloud over Norway*. In: Atmospheric Chemistry and Physics, **14**: 12133–12142.
- Dewan, E. M. und Good, R. E. (1986): *Saturation and the „universal“ spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere*. In: Journal of Geophysical Research, **91**: 2742–2748.
- Dobson, G. M. B. (1956): *Origin and distribution of polyatomic molecules in the atmosphere*. In: Proceedings of the Royal Society of London, **Band A236**: 187–193.
- Dörnbrack, A., Leutbecher, M., Kivi, R. und Kyrö, E. (1999): *Mountain-wave-induced record low stratospheric temperatures above northern Scandinavia*. In: Tellus, **51**: 951–963.
- Dutta, G., Kumar, M. C. A., Kumar, P. V., Ratnam, M. V., Chandrashekar, M., Shibagaki, Y., Salauddin, M. und Basha, H. A. (2009): *Characteristics of high-frequency gravity waves generated by tropical deep convection: Case studies*. In: Journal of Geophysical Research, **114**: D18109.
- Eckermann, S. (1996): *Hodographic analysis of gravity waves: Relationships among Stokes parameters, rotary spectra and cross-spectral methods*. In: Journal of Geophysical Research, **101**: 19169–19174.
- Eckermann, S. und Marks, C. J. (1997): *GROGRAT: A new model of the global propagation and dissipation of atmospheric gravity waves*. In: Advances in Space Research, **20**, 6: 1253–1256.
- Eckermann, S. und Vincent, R. (1989): *Falling sphere observations of anisotropic gravity wave motions in the upper stratosphere over Australia*. In: Pure and Applied Geophysics, **130**: 509–532.
- Eckermann, S. und Vincent, R. (1993): *VHF radar observations of gravity-wave production by cold fronts over Southern Australia*. In: Journal of Atmospheric Sciences, **50**: 785–806.
- Eckermann, S. E., Hirota, I. und Hocking, W. K. (1994): *Gravity wave and equatorial wave morphology of the stratosphere derived from long-term rocket soundings*. In: Quarterly Journal of the Royal Meteorology Society, **121**: 149–186.
- Etling, D. (2002): *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung*. 2. Aufl. Springer Verlag, Berlin.
- Fabian, P. (1984): *Atmosphäre und Umwelt: Chemische Prozesse - Menschliche Eingriffe*. 1. Aufl. Springer Verlag, Berlin.

- Farman, J., Gardiner, B. und Shanklin, J. (1985): *Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction*. In: Nature, **315**: 207–210.
- Forbes, J. M. (1995): *Tidal and planetary waves*. In: The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory, **87**: 67–87.
- Fortak, H. (1982): *Meteorologie*. 2. Aufl. Dietrich Reimer Verlag, Berlin.
- Foufoula-Georgiou, E. und Kumar, P. [Hrsg.] (1995): *Wavelets in geophysics*. Academic Press, San Diego.
- Fovell, R., Durran, D. R. und Holton, J. R. (1992): *Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **49**, 6: 1427–1442.
- Fritts, D. (1984): *Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of the theory and observations*. In: Reviews of Geophysics, **22**: 275–308.
- Fritts, D. und Luo, Z. (1993): *Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part II: Parameterization of wave forcing and variability*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **50**: 3695–3713.
- Fritts, D. und Vincent, R. (1987): *Mesospheric momentum flux studies at Adelaide, Australia: Observations and gravity wave-tidal interaction model*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **44**, 3: 605–619.
- Fritts, D. C. und Alexander, J. (2003): *Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere*. In: Reviews of Geophysics, **41**, 1: 1–64.
- Fritts, D. C. und Luo, Z. (1992): *Gravity wave excitation by geostrophic adjustment of the jet stream. Part I: Two-dimensional forcing*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **49**, 8: 681–697.
- Fritts, D. C., Vadas, S. L., Wan, K. und Werne, J. A. (2006): *Mean and variable forcing of the middle atmosphere by gravity waves*. In: Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, **68**: 247–265.
- Fritts, D. C. und VanZandt, T. E. (1993): *Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part I: Energy dissipation, acceleration, and constraints*. In: Journal of Atmospheric Sciences, **50**, 22: 3685–3694.
- Gong, J. und Geller, M. A. (2010): *Vertical fluctuation energy in United States high vertical resolution radiosonde data as an indicator of convective gravity wave sources*. In: Journal of Geophysical Research, **115**: D11110.
- Gong, J., Geller, M. A. und Wang, L. (2008): *Source spectra information derived from U.S. high-resolution radiosonde data*. In: Journal of Geophysical Research, **113**: D10106.
- Gossard, E. E. und Hooke, W. H. (1975): *Developments in atmospheric Sciences, 2: Waves in the atmosphere*. Elsevier scientific publishing company, Amsterdam.
- Graham, N. E. und Diaz, H. F. (2001): *Evidence for intensification of North Pacific winter cyclones since 1948*. In: Bulletin of the American Meteorological Society, **82**, 9: 1869–1893.

- Grimsdell, A. W., Alexander, J., May, P. T. und Hoffmann, L. (2010): *Model Study of Waves Generated by Convection with Direct Validation via Satellite*. In: Journal of Atmospheric Sciences, **67**: 1617–1631.
- Hamilton, K. (1991): *Climatological statistics of stratospheric inertia-gravity waves deduced from historical rocketsonde wind and temperature data*. In: Journal of Geophysical Research, **96**, D11: 20,831–20,839.
- Hertzog, A., Boccara, G., Vincent, R. A., Vial, F. und Cocquerez, P. (2008): *Estimation of Gravity Wave Momentum Flux and Phase Speeds from Quasi-Lagrangian Stratospheric Balloon Flights. Part II: Results from the Vorcore Campaign in Antarctica*. In: Journal of Atmospheric Sciences, **65**: 3056–3070.
- Hill, K. L., Robinson, I. S. und Cipollini, P. (2000): *Propagation characteristics of extra-tropical planetary waves observed in the ATSR global sea surface temperature record*. In: Journal of Geophysical Research, **105**, C9: 21927–21945.
- Hines, C. O. (1960): *Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights*. In: Canadian Journal of Physics, **38**: 1441–1481.
- Hirota, I. und Niki, T. (1985): *A statistical study of inertia-gravity waves in the middle atmosphere*. In: Journal of the Meteorological Society of Japan, **63**, 6: 1065–1066.
- Hoffmann, L. und Alexander, M. J. (2010): *Occurrence frequency of convective gravity waves during the north american thunderstorm season*. In: Journal of Geophysical Research, **115**: D20111.
- Hofstaetter, M. und Chimani, B. (2012): *Van Bebbber's cyclone tracks at 700 hPa in the Eastern Alps for 1961-2002 and their comparison to Circulation Type Classifications*. In: Meteorologische Zeitschrift, **21**, 5: 459–473.
- Holton, J. R. (2004): *An introduction to dynamic meteorology*. 4 Aufl. Elsevier Academic Press, London.
- Holton, J. R., Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Douglass, A. R., Rood, R. B. und Pfister, L. (1995): *Stratosphere troposphere exchange*. In: Reviews of Geophysics, **33**: 403–439.
- Höppner, K. (2009): *Beobachtung des Hydroxyl (OH*)-Airglow: Untersuchung von Klimasignalen und atmosphärischen Wellen*. Dissertation, DLR-Forschungsbericht 2009-03, Oberpfaffenhofen.
- Höppner, K. und Bittner, M. (2007): *Evidence for solar signals in the mesopause temperature variability?* In: Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, **69**: 431–448.
- Huang, C. M., Zhang, S. D. und Yi, F. (2002): *A numerical study on the nonlinear propagation of gravity wave packets excited by temperature disturbance*. In: Chinese Journal of Space Sciences, **22**: 330–338.
- IPCC (2007): *An Assessment of the Intergovernmental Panel on Climate Change; Climate Change 2007: Synthesis Report*.

- Jewtoukoff, V., Plougonven, R. und Hertzog, A. (2013): *Gravity waves generated by deep tropical convection: Estimates from balloon observations and mesoscale simulations*. In: Journal of Geophysical Research, **118**: 1–19.
- Jung, B.-Y., Kim, H. M., Zhang, F. und Wu, C.-C. (2011): *Effect of targeted dropsonde observations and best track data on the track forecasts of Typhoon Sinlaku (2008) using an ensemble Kalman filter*. In: Tellus, **64**: 14984.
- Kane, R. P. (2005): *Sun-earth relation: historical development and present status - a brief review*. In: Advances in Space Research, **35**: 866–881.
- Kim, S.-Y., Chun, H.-Y. und Wu, D. L. (2009): *A study on stratospheric gravity waves generated by Typhoon Ewiniar: Numerical simulations and satellite observations*. In: Journal of Geophysical Research, **114**: D22104.
- Koch, S. E. und Saleeby (2001): *An automated system for the analysis of gravity waves and other mesoscale phenomena*. In: Weather Forecasting, **16**: 661–679.
- Kramer, R., Wüst, S., Schmidt, C. und Bittner, M. (2015): *Gravity wave characteristics in the middle atmosphere during the CESAR campaign at Palma de Mallorca in 2011: impact of extratropical cyclones and cold fronts*. In: Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, **128**: 8–23.
- Kraus, H. (2000): *Die Atmosphäre der Erde - Eine Einführung in die Meteorologie*. 3. Aufl. Springer Verlag, Berlin.
- Kumar, K. N., Ramkumar, T. K. und Krishnaiah, M. (2011): *MST radar observation of inertia-gravity waves generated from tropical cyclones*. In: Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, **73**: 1890–1906.
- Kyle, T. H. (1993): *Atmospheric transmissions, emission and scattering*. Pergamon Press.
- Lane, T. P. und Zhang, F. (2011): *Coupling between Gravity Waves and Tropical Convection at Mesoscales*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **68**: 2582–2598.
- Lehmann, C. I., Kim, Y.-H., Preusse, P., Chun, H.-Y., Ern, M. und Kim, S.-Y. (2012): *Consistency between Fourier transform and small-volume few-wave decomposition for spectral and spatial variability of gravity waves above a typhoon*. In: Atmospheric Measurement Techniques, **5**: 1637–1651.
- Lehmann, J., Coumou, D., Frieler, K., Eliseev, A. V. und Levermann, A. (2014): *Future changes in extratropical storm tracks and baroclinicity under climate change*. In: Environmental Research Letters, **9**: 1–8.
- Liu, H.-L., McInerney, J. M., Santos, S., Lauritzen, P. H., Taylor, M. A. und Pedatella, N. M. (2014): *Gravity waves simulated by high-resolution Whole Atmosphere Community Climate Model*. In: Geophysical Research Letters, **41**: 9106–9112.
- Lue, H. Y. und Kuo, F. S. (2012): *Comparative studies of methods of obtaining AGWs propagation properties*. In: Annales Geophysicae, **30**: 557–570.

- McEwan, M. J. und Phillips, L. (1970): *Chemistry in the upper atmosphere*. In: Accounts of Chemical Research, **3**: 9–17.
- McIntyre, M. E. und Palmer, T. N. (1983): *Breaking planetary waves in the stratosphere*. In: Nature, **305**: 593–600.
- Meinel, A. B. (1950a): *OH emission bands in the spectrum of the night sky, Part I*. In: Astrophysical Journal, **111**: 555–564.
- Meinel, A. B. (1950b): *OH emission bands in the spectrum of the night sky, Part II*. In: Astrophysical Journal, **112**: 120–130.
- Miglietta, M. M., Laviola, S., Malvaldi, A., Conte, D., Levizzani, V. und Price, C. (2013): *Analysis of tropical-like cyclones over the Mediterranean Sea through a combined modeling and satellite approach*. In: Geophysical Research Letters, **40**: 1–6.
- Moffat-Griffin, T., Hibbins, R. E., Jarvis, M. J. und Colwell, S. R. (2011): *Seasonal variations of gravity wave activity in the lower stratosphere over an Antarctic Peninsula station*. In: Journal of Geophysical Research, **116**: D14111.
- MunichRe (2013): *Überschwemmungen dominieren Naturkatastrophenstatistik im 1. Halbjahr 2013*. Pressemitteilung.
- Nastrom, G. D., Fritts, D. und Gage, K. S. (1987): *An investigation of terrain effects on the mesoscale spectrum of atmospheric motions*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **44**: 3087–3096.
- Nastrom, G. D. und Fritts, D. C. (1992): *Source of mesoscale variability of gravity waves. Part I: Topographic excitation*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **49**, 2: 101–110.
- Nayar, S. P. R. und Sreeletha, S. (2003): *Momentum flux associated with gravity waves in the low-latitude troposphere*. In: Annales Geophysicae, **21**: 1183–1195.
- Pan, L. L., Bowman, K. B., Atlas, E. L., Wofsy, S. C., Zhang, F., Bresch, J. F., Ridley, B. A., Pittman, J. V., Homeyer, C. R., Romashkin, P. und Cooper, W. A. (2010): *The stratosphere-troposphere analyses of regional transport 2008 experiment*. In: Bulletin of the American Meteorological Society, **91**: 327–342.
- Pfenninger, M., Liu, A. Z., Papen, G. C. . und Gardner, C. S. . (1999): *Gravity wave characteristics in the lower atmosphere at south pole*. In: Journal of Geophysical Research, **104**, D6: 5963–5984.
- Piani, C., Durran, D., Alexander, M. J. und Holton, J. R. (2000): *A numerical study of three-dimensional gravity waves triggered by deep tropical convection and their role in the dynamics of the QBO*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **57**, 22: 3689–3702.
- Pichler, H. (1997): *Dynamik der Atmosphäre*. 3. Aufl. Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg.
- Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P. und Aikin, A. C. (2002): *NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues*. In: Journal of Geophysical Research, **107**: 1468–1483.

- Plougonven, R., Teitelbaum, H. und Zeitlin, V. (2003): *Inertia gravity wave generation by the tropospheric midlatitude jet as given by the Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment radio soundings*. In: Journal of Geophysical Research, **108**: D21.
- Plougonven, R. H. und Zhang, F. (2014): *Internal gravity waves from ATSmospheric jets and fronts*. In: Review of Geophysics, **52**: 33–76.
- Plumb, R. A. (2002): *Stratospheric transport*. In: Journal of the Meteorological Society of Japan, **80**: 793–809.
- Preusse, P., Doernbrack, A., Eckermann, S. D., Riese, M., Schaefer, B., Bacmeister, J. T., Broutman, D. und Grossmann, K. U. (2002): *Space-based measurements of stratospheric mountain waves by CRISTA, 1. Sensitivity, analysis method, and a case study*. In: Journal of Geophysical Research, **107**, D23: 8178.
- Preusse, P., Eckermann, S. und Ern, M. (2008): *Transparency of the atmosphere to short horizontal wavelength Gravity waves*. In: Journal of Geophysical Research, **113**, D24104.
- Ratnam, M. V., Tetzlaff, G. und Jacobi, C. (2004): *Global and seasonal variations of stratospheric gravity wave activity deduced from the CHAMP/GPS satellite*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **61**: 1610–1620.
- Rind, D., Shindell, D. T., Lonergan, P. und Balachandran, N. K. (1998): *Climate change and the middle atmosphere. Part III: The doubled CO₂ climate revisited*. In: Journal of Climate, **11**: 876–894.
- Sato, K., Hashiguchi, H. und Fukao, S. (1995): *Gravity waves and turbulence associated with cumulus convection observed with the UHF/VHF clear-air Doppler radars*. In: Journal of Geophysical Research, **100**, D4: 7111–7119.
- Sato, K., Tatenno, S., Watanabe, S. und Kawatani, Y. (2011): *Gravity wave characteristics in the southern hemisphere revealed by a high-resolution middle-atmosphere general circulation model*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **69**: 1378–1396.
- Schmidt, C., Hoepfner, K. und Bittner, M. (2013): *A ground-based spectrometer equipped with an InGaAs array for routine observations of OH(3-1) rotational temperatures in the mesopause region located at the NDMC-station Oberpfaffenhofen, Germany*. In: Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.
- Screen, J. A. und Simmonds, I. (2014): *Amplified mid-latitude planetary waves favour particular regional weather extremes*. In: Nature and Climate Change.
- Shepherd, T. G. (2002): *Issues in stratosphere-troposphere coupling*. In: Journal of the Meteorological Society of Japan, **80**: 769–792.
- Shepherd, T. G. (2007): *Transport in the middle atmosphere*. In: Journal of the Meteorological Society of Japan, **85B**: 165–191.
- Shindell, D. T., Miller, R. L., Schmidt, G. A. und Pandolfo, L. (1999): *Simulation of recent northern winter climate trends by greenhouse-gas forcing*. In: Nature, **399**: 452–455.

- Shindell, D. T., Rind, D. und Lonergan, P. (1998): *Increased polar stratospheric ozone losses and delayed eventual recovery owing to increasing greenhouse-gas concentrations*. In: Nature, **392**: 589–592.
- Solomon, S., Garcia, R. R., Rowland, F. S. und Wuebbles, D. J. (1986): *On the depletion of Antarctic ozone*. In: Nature, **321**: 755–758.
- Stephan, C. und Alexander, M. J. (2014): *Summer season squall-line simulations: Sensitivity of gravity waves to physics parameterization and implications for their Parameterization in Global Climate Models*. In: Journal of Atmospheric Sciences.
- Stoer, J. (2005): *Numerische Mathematik 1*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Suzuki, S., Luebken, F., Baumgarten, G., Kaifler, N., Eixmann, R., Williams, B. P. und Nakamura, T. (2013): *Vertical propagation of a mesoscale gravity wave from the lower to the upper atmosphere*. In: Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, **97**: 29–36.
- Terrence, C. und Compo, G. P. (1998): *A practical guide to wavelet analysis*. In: Bulletin of the American Meteorological Society, **79**, 1: 61–78.
- Thrane, E. V. (1992): *Turbulenz in der mittleren Atmosphäre*. In: Promet, **2**, 4.
- Thuraiajah, B., Collins, R. L., Harvey, V. L., Lieberman, R. S., Gerding, M., Mizutani, K. und Livingston, J. (2010): *Gravity wave activity in the Arctic stratosphere and mesosphere during the 2007-2008 and 2008-2009 stratospheric sudden warming events*. In: Journal of Geophysical Research, **115**, D3.
- Toon, O. B., Hamill, P., Turco, R. P. und Pinto, J. (1986): *Condensation of HNO_3 and HCl in the winter polar stratosphere*. In: Geophysical Research Letters, **13**: 1284–1287.
- Tsuda, T., Nishida, M., Rocken, C. und Ware, R. H. (2000): *A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET)*. In: Journal of Geophysical Research, **105**: 7257–7273.
- Tulich, S. N. und Kiladis, G. N. (2012): *Squall lines and convectively coupled gravity waves in the tropics: why do most cloud systems propagate westward?* In: Journal of the Atmospheric Sciences, **69**: 2995–3012.
- Uccellini, L. W. und Koch, S. E. (1987): *The synoptic setting and possible energy sources for mesoscale wave disturbances*. In: Monthly Weather Review, **115**: 721–729.
- Ulbrich, U., Pinto, J. G., Kupfer, H., Leckebusch, G. C., Spanghel, T. und Reyers, M. (2007): *Changing northern hemisphere storm tracks in an ensemble of IPCC climate change simulations*. In: Journal of Climate, **21**: 1669–1679.
- van Bebber, W. J. (1891): *Die Zugstraßen der barometrischen Minima nach den Bahnkarten der deutschen Seewarte für den Zeitraum 1875-1890*. In: Meteorologische Zeitschrift, **8**: 361–366.
- VanZandt, T. E. und Fritts, D. (1989): *A theory of enhanced saturation of the gravity wave spectrum due to increases in atmospheric stability*. In: Pure and Applied Geophysics, **130**: 399–420.

- Vincent, R. (1984): *Gravity-wave motions in the mesosphere*. In: Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, **46**: 119–128.
- Vincent, R. und Alexander, M. J. (2000): *Gravity waves in the tropical lower stratosphere: Observational study of seasonal and interannual variability*. In: Journal of Geophysical Research, **105**: 17971–17982.
- Vincent, R. und Fritts, D. C. (1987): *A climatology of gravity wave motions in the mesopause region at Adelaide, Australia*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **44**, 4: 748–760.
- Vincent, R. A., Allen, S. J. und Eckermann, S. D. (1997): *Gravity-wave parameters in the lower stratosphere*. In: Gravity Wave Processes and their Parametrization in Global Climate Models, 1–19.
- von Zahn, U. und Bremer, J. (1999): *Simultaneous and common-volume observations of noctilucent clouds and polar mesosphere summer echoes*. In: Geophysical Research Letters, **26**: 1521–1524.
- von Zahn, U. und Neuber, R. (1987): *Thermal structure of the high latitude mesopause region in winter*. In: Contributions to Atmospheric Physics, **60**: 294–304.
- Wang, L., Fritts, D. C., Williams, B. P., Goldberg, R. A., Schmidlin, F. J. und Blum, U. (2006): *Gravity waves in the middle atmosphere during the MACWAVE winter campaign: Evidence of mountain wave critical level encounters*. In: Annales Geophysicae, **24**: 1209–1226.
- Wang, L. und Geller, M. A. (2003): *Morphology of gravity-wave energy as observed from 4 years (1998-2001) of high vertical resolution U.S. radiosonde data*. In: Journal of Geophysical Research, **108**: D16.
- Wang, L., Geller, M. A. und Alexander, M. J. (2005): *Spatial and temporal variations of gravity wave parameters. Part I: Intrinsic frequency, wavelength, and vertical propagation direction*. In: Journal of the Atmospheric Sciences, **62**: 125–142.
- Wendt, V., Wüst, S., Mlynczak, M. G., Russell III, J. M., Yee, J.-H. und M., B. (2013): *Impact of atmospheric variability on validation of satellite-based temperature measurements*. In: Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.
- WMO (2010): *Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2010*. Techn. Ber. 52, World Meteorological Organisation.
- Wu, L., Ni, Z., Duan, J. und Zong, H. (2013): *Sudden Tropical Cyclone Track Changes over the Western North Pacific: A Composite Study*. In: Monthly Weather Review.
- Wüst, S. und Bittner, M. (2006): *Non-linear resonant wave-wave interaction (triad): Case studies based on rocket data and first application to satellite data*. In: Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.
- Zhang, F., Huang, C. M., Huang, K. M., Yi, F., Zhang, Y. H., Gong, Y. und Gan, Q. (2014): *Spatial and seasonal variability of medium- and high-frequency gravity waves in the lower atmosphere revealed by US radiosonde data*. In: Annales Geophysicae, **32**: 1129–1143.

- Zhang, S. D., Yi, F., Huang, C. M. und Huang, K. M. (2012): *High vertical resolution analyses of gravity waves and turbulence at a midlatitude station*. In: Journal of Geophysical Research, **117**: D02103.
- Zhang, S. D., Yi, F., Huang, C. M. und Zhou, Q. (2010): *Latitudinal and seasonal variations of lower atmospheric inertial gravity wave energy revealed by US radiosonde data*. In: Annales Geophysicae, **28**: 1065–1074.

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all jenen bedanken, die meine Arbeit unterstützt haben.

Mein ausdrücklicher Dank für die besonders intensive Betreuung und die stete, uneingeschränkte Unterstützung und Förderung sowie für die Übernahme des Erstgutachtens gilt Herrn Prof. Dr. Michael Bittner.

Besonderer Dank gilt Frau Dr. Sabine Wüst für die fachliche Betreuung, eine stet offene Tür für fachliche aber auch persönliche Erörterungen und die Unterstützung meiner persönlichen Weiterentwicklung.

Für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Wixforth.

Mein besonderer Dank gilt allen Mitarbeitern der Abteilung „Atmosphäre“ des Deutschen Fernerkundungsdatenzentrums am DLR.

Für die kostenlose Bereitstellung der Radiosondendaten möchte ich den Institutionen in Tschechien (CHMI, Czech Hydrometeorological Institute), Österreich (ZAMG, Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik), Italien (ARPA Piemonte, L'Agenzia Regionale per la Protezione dell'Ambiente del Piemonte) und Spanien (AEMET, Agencia Estatal de Meteorologia) danken.

Die Umsetzung und Finanzierung der Messkampagne wurde im Rahmen des Projektes „CESAR (Charakterisierung des differentiellen Energiegehaltes von Vb-Zyklonen über die Quantifizierung abgestrahlter Schwere- und Infraschallwellen in der Atmosphäre)“ vom Bayerischen Staatsministerium für Umwelt, Gesundheit und Verbraucherschutz finanziert und konnte nur aufgrund der intensiven und erfolgreichen Zusammenarbeit mit dem spanischen Wetterdienst AEMET durchgeführt werden. Hierbei gilt mein Dank vor allem Herrn Agustí Jansa.

ISSN 1434-8454

ISRN DLR-FB--2015-39